

SÉRIE A N°1.356

N° D'ORDRE :

2.225

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

R. TREMBLOT

1^{re} THÈSE

APPLICATION DES MÉTHODES INTERFÉRENTIELLES
A L'ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT DES GAZ AUX GRANDES VITESSES

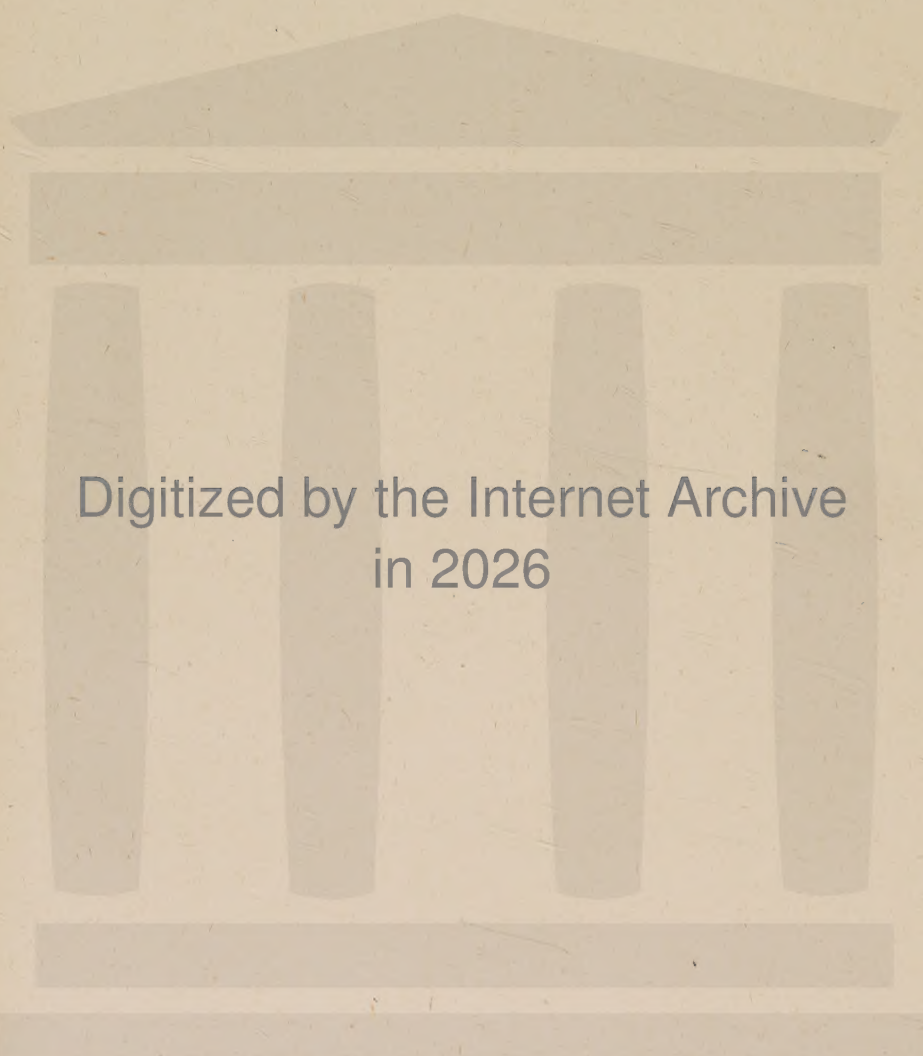
2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 27 mai 1932, devant la Commission d'Examen

Jury . . { MM. COTTON, *Président.*
 Ch. FABRY } *Examineurs.*
 FOCH

1932.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551822_0036

SÉRIE A N°1.356

N° D'ORDRE :

2.225

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

R. TREMBLOT

1^{re} THÈSE

APPLICATION DES MÉTHODES INTERFÉRENTIELLES
A L'ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT DES GAZ AUX GRANDES VITESSES

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le mai 1932, devant la Commission d'Examen

Jury . . . { MM. COTTON, *Président.*
 Ch. FABRY } *Examineurs.*
 FOCH

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.
Doyen honoraire M. MOLLIARD.
Professeurs honoraires H. LE CHATELIER, H. LEBESGUE, A. FERNBACH, A. LEDUC, E. HÉROUARD,
 Émile PICARD, Rémy PERRIER.

	E. GOURSAT.....	Analyse supérieure et algèbre supérieure.
	P. JANET.....	Électrotechnique générale.
	F. WALLERANT.....	Minéralogie.
	P. PAINLEVÉ.....	Mécanique analytique et mécanique céleste.
	M. CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
	Émile BOREL.....	Calcul des probabilités et Physique mathématique.
	H. ABRAHAM.....	Physique.
	M. MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	E. CARTAN.....	Géométrie supérieure.
	Gabriel BERTRAND.....	Chimie biologique.
	Jean PERRIN.....	Chimie physique.
	L. LAPICQUE.....	Physiologie générale.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité,
	G. URBAIN.....	Chimie générale.
	L. MARCHIS.....	Aviation.
	E. VESSIOT.....	Théorie des fonctions et théorie des transformations.
	A. COTTON.....	Physique générale.
	J. DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.
	Charles FABRY.....	Physique.
	R. LESPIEAU.....	Théories chimiques.
	P. PORTIER.....	Physiologie comparée.
	Charles PÉREZ.....	Zoologie.
<i>Professeurs</i>	E. BLAISE.....	Chimie organique.
	P.-A. DANGEARD.....	Botanique.
	Léon BERTRAND.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
	E. RABAUD.....	Biologie expérimentale.
	G. JULIA.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	Paul MONTEL.....	Mécanique rationnelle.
	V. AUGER.....	Chimie appliquée.
	P. WINTREBERT.....	Anatomie et histologie comparées.
	O. DUBOSCQ.....	Biologie maritime.
	Eugène BLOCH.....	Physique théorique et physique céleste.
	A. MAILHE.....	Étude des combustibles.
	L. LUTAUD.....	Géographie physique et géologie dynamique.
	Henri VILLAT.....	Mécanique des fluides et applications.
	Ch. JACOB.....	Géologie.
	P. PASCAL.....	Chimie minérale.
	Léon BRILLOUIN.....	Théories physiques.
	E. ESCLANGON.....	Astronomie.
	H. BÉNARD.....	Mécanique expérimentale des fluides.
	MAUGUIN.....	Minéralogie.
	L. BLARINGHEM.....	Botanique.
	A. GUILLIERMOND.....	Botanique (P. C. N.).
	A. DENJOY.....	Mathématiques générales.
	A. DUFOUR.....	Physique (P. C. N.).
	H. BÉGHIN.....	Mécanique physique et expérimentale.
	E. PÉCHARD.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	A. GUILLET.....	Physique.
	M. GUICHARD.....	Chimie minérale.
	A. MICHEL-LÉVY.....	Pétrographie.
	A. DEREIMS.....	Géologie.
	H. MOUTON.....	Chimie physique.
	L. DUNOYER.....	Optique appliquée.
	M. JAVILLIER.....	Chimie biologique.
	ROBERT-LÉVY.....	Zoologie.
	A. DEBIERNE.....	Radioactivité.
	E. DARMOIS.....	Physique.
	G. BRUHAT.....	Physique.
	F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
	L. JOLEAUD.....	Paléontologie.
	M. FRÉCHET.....	Calcul des Probabilités et Physiques mathématiques.
	M ^{me} RAMART-LUCAS.....	Chimie organique.
	FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. N.).
	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
	DE BROGLIE.....	Théories physiques.
	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
	FREUNDLER.....	Chimie (P. C. N.).
	PRENANT.....	Zoologie.
	P. JOB.....	Chimie générale.
	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
	BOHN.....	Zoologie (P. C. N.).
	BOURGUEL.....	Chimie (P. C. N.).
	COMBES.....	Sciences naturelles (P. C. N.).
	GARNIER.....	Mécanique rationnelle.

Secrétaire..... A. PACAUD



A Monsieur A. FOCH,
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

A. Monsieur A. DANJON,
Directeur de l'Observatoire de Strasbourg.

Hommage respectueux et reconnaissant.

APPLICATION DES MÉTHODES
INTERFÉRENTIELLES
A L'ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT DES GAZ
AUX GRANDES VITESSES

TABLE des MATIÈRES

	PAGES
INTRODUCTION	1
CHAPITRE PREMIER. — Examen des méthodes applicables à l'étude de l'écoulement des gaz.	3
CHAPITRE II. — Dispositifs interférentiels.	10
CHAPITRE III. — Étude de la détente de l'air	20
Discussion des résultats	27
CHAPITRE IV. — Étude de l'écoulement autour des obstacles, application au tube de Pitot	41
Application de l'interféromètre de M. Danjon à l'étude de l'écoulement autour des obstacles	52
CHAPITRE V. — Étude de l'aile d'avion	58
Conclusions.	71

INTRODUCTION

La mesure des pressions statiques dans une masse gazeuse en mouvement présente de nombreuses difficultés, dès que l'on se trouve avoir affaire à des vitesses élevées; la méthode du tube de Pitot nécessite alors quelques précautions, basées jusqu'ici sur des considérations purement empiriques, ce qui est susceptible de diminuer la confiance qu'elle peut inspirer. Il est souhaitable de pouvoir disposer d'un procédé de mesure qui n'introduise aucun corps perturbateur dans le milieu à étudier, aussi les méthodes optiques ont-elles fait l'objet de nombreuses recherches depuis une quarantaine d'années.

Un cas particulièrement intéressant concerne la détente de l'air dans une tuyère de Laval; en comparant les beaux résultats obtenus par PRANDTL au moyen de la méthode des stries, à ce qui a été ultérieurement réalisé par des essais de détermination directe de pression et de température, il paraissait intéressant de reprendre la question, sous forme de mesures interférentielles d'indice, autrement dit de densité. L'interféromètre s'était déjà signalé comme un instrument de grand intérêt, entre les mains de MACH et de CRANZ, mais aucun emploi systématique ne semblait en avoir été envisagé en dehors de ces quelques cas particuliers.

Des mesures analogues, concernant l'écoulement de l'air autour d'un obstacle, devaient également permettre de vérifier les conditions correctes d'emploi du tube de Pitot pour la mesure des pressions statiques et de justifier, le cas échéant, les formules proposées pour son application à la détermination de vitesses dépassant la célérité du son.

L'étude des différents montages interférentiels nous a conduits à la réalisation d'un dispositif particulièrement simple, et s'adaptant bien aux mesures dans un champ étendu; nous en avons fait l'application à la détermination des densités autour d'un profil d'aile d'avion, problème entièrement neuf en ce qui concerne les méthodes optiques.

Ce travail, exécuté de 1930 à 1932 en liaison avec le Service des Recherches de l'Aéronautique, a été honoré des subventions du Ministère de l'Air qui l'ont rendu possible. Commencé au laboratoire des recherches physiques de la Sorbonne, il a été effectué pour la plus grande part à l'Institut de physique de Strasbourg. Nous nous faisons un devoir de remercier ici MM. A. COTTON et P. WEISS, Membres de l'Institut, pour leurs précieux conseils et la bienveillance avec laquelle ils ont mis à notre disposition les ressources de leurs laboratoires.

M. A. FOCH, professeur à la faculté des Sciences de Paris, nous a signalé l'intérêt de ce travail et en a constamment assuré la direction, nous assistant de ses conseils et de son appui; M. A. DANJON, Directeur de l'observatoire de Strasbourg, a bien voulu suivre ces recherches et nous faire profiter de son expérience des questions liées à l'interférométrie. Qu'ils nous permettent de leur exprimer ici toute notre reconnaissance.

CHAPITRE PREMIER

EXAMEN des MÉTHODES APPLICABLES à l'ÉTUDE de l'ÉCOULEMENT des GAZ

Les premières expériences précises concernant l'écoulement de l'air sous une forte différence de pression paraissent être celles de SAINT-VENANT et WANTZEL ⁽¹⁾, exécutées en vue de contrôler leur théorie de la détente adiabatique. Les mesures de débit en fonction des pressions initiales et finales se trouvent en assez bon accord avec les prévisions ; toutefois, l'écoulement s'effectuant à travers un orifice en mince paroi, l'incertitude sur les dimensions réelles de la veine et leurs variations au cours de l'expérience ne permet pas encore une conclusion entièrement définitive.

Il en est de même pour les travaux ultérieurs de HIRN ⁽²⁾, SALCHER et WHITÉHEAD ⁽³⁾, etc., mais HUGONIOT ⁽⁴⁾, démontrant que dans la section contractée la vitesse est maxima ou égale à la célérité des ébranlements, donne une base plus solide aux discussions. Peu de temps après, DE LAVAL indique les applications de la tuyère convergente-divergente, et le problème prend tout de suite un grand intérêt à cause du développement de la turbine.

On s'efforce alors d'étudier la répartition des pressions statiques à l'intérieur d'une tuyère, en fonction de la section ; STODOLA ⁽⁵⁾, utilisant à cet effet une sonde disposée suivant l'axe et percée d'un orifice latéral, trouve ainsi pour la vapeur d'eau, une répartition sensiblement adiabatique des pressions statiques. Il reste cependant quelque incertitude sur les corrections à apporter aux données brutes de l'expérience, les valeurs trouvées n'étant pas absolument indépendantes de la forme de la sonde.

La meilleure vérification de l'hypothèse adiabatique paraît être fournie par les mesures de débit, très faciles avec la vapeur d'eau ; il atteint souvent 98 pour cent de la théorie, mais le résultat ne doit pas être considéré comme

(1) BARRÉ DE SAINT-VENANT ET WANTZEL. — *Journal de l'Éc. Polyt.*, 27, 1839, p. 86.

(2) HIRN. — *Annales de chimie et de physique*, VI (7), 1886, p. 289.

(3) SALCHER ET WHITEHEAD. — *Sitzungsberchite der Wiener Akademie*, 98, 2 a, 1889, p. 267.

(4) HUGONIOT. — *C. R.*, 103, 1886, p. 1178.

(5) STODOLA. — *Die Dampfturbinen*, Berlin, 1924.

tranchant définitivement la question, la valeur de $\frac{C}{c}$ étant assez peu différente de l'unité pour qu'il n'y ait jamais de grande différence, sous ce rapport, entre les diverses sortes de détente ⁽¹⁾.

Les mesures de température sont en désaccord apparent avec ce résultat; JOULE et THOMSON ne peuvent mettre en évidence qu'une chute de 20 degrés au lieu de 150 prévus, observation confirmée récemment par F. MÜLLER ⁽²⁾, au cours d'expériences très précises utilisant le couple thermo-électrique. Mais on admet le plus souvent (bien que certains se croient en présence d'un écoulement à chaleur constante), que tout corps placé dans le courant gazeux conserve sensiblement la température régnant dans le réservoir, par suite de l'annulation à son contact de l'énergie cinétique du fluide. La preuve de l'impossibilité d'une mesure thermique directe semble résulter de ces expériences, d'une manière assez évidente pour engager les recherches dans une autre voie.

C'est en 1907 que nous voyons apparaître la première application des méthodes optiques, dans un remarquable travail de PRANDTL ⁽³⁾, exécuté en vue d'étudier la répartition des vitesses dans une tuyère. Il s'agissait surtout de fournir la preuve décisive de ce fait, que la vitesse d'écoulement peut dépasser la célérité du son. Le débit, comme l'avait déjà montré SAINT-VENANT, conserve une valeur fixe pour une pression initiale donnée, p_0 , à partir du moment où celle régnant dans l'atmosphère d'évacuation est inférieure à $0,5 p_0$ environ. Il est égal au produit de l'aire de la section minima par ce que l'on nomme vitesse réduite d'écoulement ($0,634$ densité initiale $\times$ vitesse du son à la gorge, dans l'hypothèse adiabatique). Ce résultat expérimental était assez souvent considéré comme la preuve d'une vitesse limite d'écoulement, précisément égale à la célérité du son, de sorte que la formule d'HUGONOT ne pouvait être interprétée qu'en admettant que la vitesse passe par un maximum dans la section minima.

La méthode strioscopique, établie par TOEPLER ⁽⁴⁾, en 1864, avait déjà été utilisée avec succès par L. MACH (1889), et R. EMDEN (1899), en vue de démontrer la structure périodique des jets gazeux. PRANDTL étudia par ce procédé la détente de l'air à partir d'une forte pression initiale (8 à 9 kg./cm²), dans une tuyère optique de section rectangulaire, le problème étant ainsi ramené à celui d'un écoulement à deux dimensions : il photographie les stries, dessinant, dans ces conditions, les ondes de choc qui prennent naissance sur les irrégularités des parois lorsque la célérité du son est dépassée; ces stries partent bien de la gorge, normalement à la paroi, conformément à la formule d'HUGONOT, et couvrent toute la partie divergente. En mesurant en chaque point l'angle qu'elles font avec la direction de l'écoulement, il trouve, par l'application des lois de propagation des ondes de choc, une répartition du rapport de la vitesse

(1) En prenant $\frac{C}{c} = 1,28$, on trouve ainsi pour l'écoulement isotherme un débit atteignant 91,4 % de sa valeur dans le phénomène adiabatique.

(2) F. MÜLLER. — *Dissertation*, Munich et Berlin, 1919; Z. S. f. d. g. Turbinenw, 1919.

(3) L. PRANDTL. — *Physikalische Zeitschrift*, 8, 1907, p. 23; S. MAGIN, *Dissertation* Göttingen; TH. MEYER, *Dissertation* Göttingen 1908.

(4) TOEPLER. — *Ostwalds Klassiker*, heft 157, 1854; *Pogg. Ann.* 131, 1867, p. 33 et 180.

DVORAK. — *Wied. Ann.* 9, 1, 1880, p. 502.

du gaz à la célérité du son en bon accord avec l'hypothèse de la détente adiabatique.

Il étudie ensuite la détente limitée, en obturant en partie l'extrémité de sortie de la tuyère (ce qui conduit au même effet que si l'orifice débouchait dans un second réservoir, de capacité illimitée, où règne une pression plus ou moins élevée). La théorie établie par lui ⁽¹⁾, fait prévoir, suivant les cas (fig. 1) un minimum de pression à la gorge où un choc après que la célérité du son s'est trouvée plus ou moins dépassée; la pression remonte ensuite adiabatiquement jusqu'à la sortie. Il arrive, en particulier, à présenter sous une forme tout à fait simple la relation entre les vitesses avant et après le choc ⁽²⁾ :

$$u_1 u_2 = a^{x^2} \quad (\text{de même pour les densités})$$

u_1 vitesse avant le choc, u_2 après le choc, a^x célérité du son à la température régnant dans la section minima ($T = 0,83 \times T$ initiale).

L'expérience confirme qualitativement ces résultats, mais les mesures de pression, exécutées peu de temps après par STEICHEN ⁽³⁾, n'indiquent nullement que la compression débute par un véritable choc. Nous aurons cependant l'occasion, au cours d'une étude de l'écoulement autour des obstacles, de retrouver la structure prévue par la théorie, le choc n'intéressant alors qu'un intervalle de quelques microns.

La méthode de TOEPLER a reçu encore de nombreuses applications à l'étude de l'écoulement autour des obstacles ⁽⁴⁾, et surtout à celle du sillage des projectiles. Mais c'est à ce propos que son caractère purement qualitatif, du point de vue de l'évaluation des différences de pression, soulève quelques objections; aussi CRANZ cherche-t-il à obtenir des renseignements plus complets en s'adressant aux dispositifs interférentiels, seuls susceptibles de conduire à des résultats numériques.

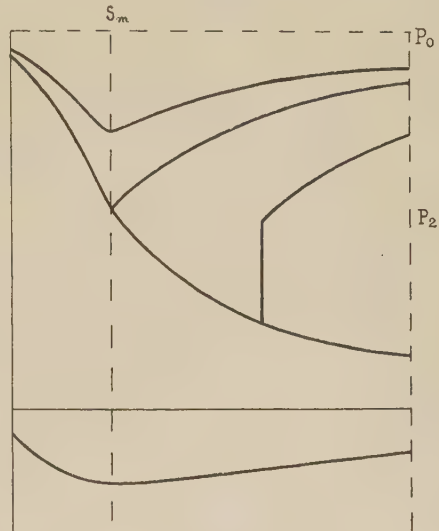


Fig. 1

(1) PRANDTL. — Z. S. d. Ver. Deutsch. Ingeniors, 1904, p. 348.

(2) Cette relation s'établit à partir de l'équation des forces vives associée à l'équation de continuité :

$$\frac{u_1^2}{2} + Ji_1 = \frac{u_2^2}{2} + Ji_2 ; \quad \rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$$

le théorème des quantités de mouvement permet d'écrire :

$$\rho_1 u_1 (u_1 - u_2) = P_2 - P_1$$

on met l'énergie interne sous la forme :

$$i = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}$$

ρ désignant la densité; on élimine P_2 et ρ_2 et remplace u par les expressions en fonction de la célérité du son, d'après la formule de Saint-Venant.

(3) H. GEIGER et K. SCHEEL. — Handbuch der Physik, tome VII, p. 332, fig. 55.

(4) J. ACKERET. — Z. S. f. Flugtechnik, 1925, p. 16 et 72.

Quelques années après la réalisation de l'appareil de Michelson, ZEHNDER et L. MACH imaginent, indépendamment, un nouveau type d'interféromètre, basé sur le même principe, mais mieux adapté à ce genre de recherches. Une première application en est faite par L. MACH en 1897 ⁽¹⁾, en vue de compléter une étude strioscopique des jets gazeux par des mesures de densité. Puis, C. CRANZ et PUPP ⁽²⁾ déterminent ainsi la répartition des indices autour d'un projectile en mouvement, grâce à un éclairage par étincelle condensée, réalisant une durée d'exposition inférieure au millionième de seconde.

Afin de mettre en évidence le refroidissement prévu par la théorie de l'écoulement adiabatique, nous nous sommes proposé d'appliquer la même méthode au cas de la détente dans une tuyère; la connaissance précise de la loi de répartition des densités devait lever les dernières difficultés, relatives au désaccord entre les mesures de pression et de température. Avant de décrire le dispositif employé, nous croyons nécessaire de comparer entre eux les résultats susceptibles d'être fournis par les différentes méthodes, afin de nous rendre compte de la valeur des conclusions ainsi permises sur la véritable nature de la détente, et de la précision exigée dans chacun des cas.

L'emploi de l'interféromètre fournit immédiatement la valeur de la densité en chaque point du champ, la relation $\frac{n-1}{\rho} = \text{Cte}$ devant être considérée comme rigoureusement exacte, pour un gaz donné. Nous verrons plus loin que les déplacements à mesurer atteignent généralement dix à vingt franges, la méthode ne laissant ainsi qu'une incertitude bien inférieure au centième, en valeur relative; mais ce ne sont point ces écarts en eux-mêmes qu'il y a lieu de considérer ici, les différences qui en résultent sur la constante $\frac{C}{c}$ intervenant seules dans cette discussion. Nous calculerons donc l'évolution des différentes grandeurs caractérisant l'état du gaz, dans l'hypothèse de l'écoulement adiabatique (en prenant le rapport $\frac{C}{c}$ égal à 1,404, pour un corps di-atomique comme l'air), puis dans celle du phénomène isotherme $\left(\frac{C}{c} = 1\right)$, afin de choisir les deux cas extrêmes.

Nous donnerons à propos de la discussion des résultats expérimentaux (chapitre III), un tableau complet pour le calcul de la détente adiabatique dans le cas d'un écoulement à une dimension; les formules isothermes correspondantes s'obtiennent immédiatement en faisant entrer l'expression de la vitesse dans l'équation de continuité simplifiée (nous introduisons naturellement la célérité d'un ébranlement isotherme, représenté par Ω) :

$$\left\{ \begin{array}{l} u = \Omega \sqrt{2 \log \frac{p_0}{p}} \\ u s \rho = \text{Cte} = M. \end{array} \right.$$

On peut remplacer le rapport des pressions par celui des densités; la

(1) L. MACH. — *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, 106, 2 a, 1897, p. 1.035.

(2) C. CRANZ. — *Lehrbuch der Balistik*, tome VI, p. 193.

formule d'HUGONIOT donne pour M la valeur $\Omega \times S_{\min} \times \rho_c$, la densité critique ρ_c s'obtenant en égalant u à Ω dans la première égalité; on trouve ainsi :

$$\rho_c = 0,60653 \rho_0$$

d'où :

$$\frac{S}{S_{\min}} = \frac{0,60653}{\frac{\rho_0}{\rho} \sqrt{2 \log \frac{\rho_0}{\rho}}}.$$

Connaissant la pression et la densité en fonction de la section s , le calcul des autres grandeurs est immédiat. Nous nous bornerons à indiquer les différences entre les valeurs correspondantes de la densité, de la pression et du rapport $\frac{u}{a}$ de la vitesse à la célérité des ébranlements (à la température correspondante), dans les deux cas envisagés ici, pour quelques valeurs de la section (les différences sont rapportées à l'écoulement isotherme).

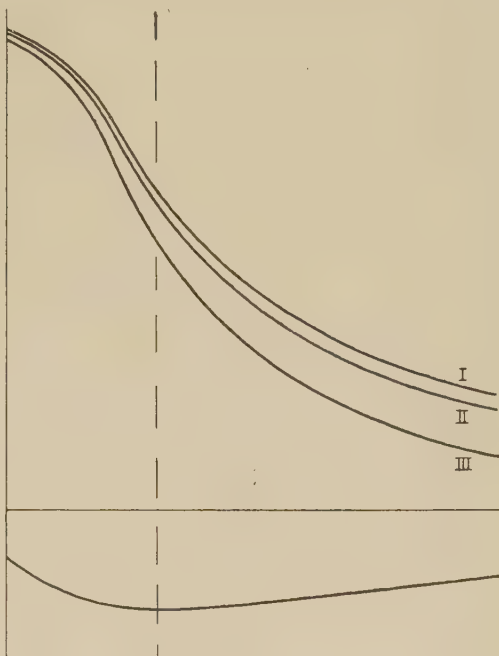


Fig. 2

Sur la *figure 2*, la courbe I représente la densité dans la détente adiabatique, la courbe II, la pression et la densité dans la détente isotherme, la courbe III, la pression dans le premier cas.

Rapport $\frac{S}{S_{\min}}$	1,4680	1,1356	1,0259	1,0000	1,0303	1,1201	1,3029	1,6903
$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{P}{P_0} \text{ Is}$	0,90	0,80	0,70	0,60653	0,50	0,40	0,30	0,20
$\frac{p}{P_0} \text{ Ad}$	0,8730	0,7519	0,6330	0,52757	0,4124	0,3097	0,2138	0,1268
Différence %	— 3,0	— 6,0	— 9,4	— 13,0	— 17,5	— 22,6	— 28,7	— 36,6
$\frac{\rho}{\rho_0} \text{ Ad}$	0,9078	0,8162	0,7220	0,63413	0,5321	0,4338	0,3332	0,2299
Différence %	+ 0,9	+ 2,0	+ 3,1	+ 4,5	+ 6,4	+ 8,4	+ 11,1	+ 14,9
$\frac{u}{a} \text{ Is}$				1,0000	1,1774	1,3537	1,5517	1,7941
$\frac{u}{a} \text{ Ad}$				1,0000	1,1986	1,4091	1,6622	2,0034
Différence %					+ 1,7	+ 4,1	+ 7,1	+ 11,7

Quelle que soit la forme de la tuyère, les courbes représentant l'évolution de ces trois rapports ont exactement la même disposition dans chacune des deux hypothèses, les différences croissant d'une façon bien régulière au cours de l'écoulement; la discussion devra donc porter sur des mesures très précises et utilisera avec le plus de sécurité les données relatives à la fin de la détente; mais l'étude des pressions serait de beaucoup la plus avantageuse, s'il était possible d'éliminer toute cause d'erreur systématique dans les procédés de mesure.

Les mesures strioscopiques du rapport $\frac{u}{a}$ sont nettement désavantagées; non seulement le domaine des vitesses inférieures à la célérité des ébranlements leur échappe ainsi, mais une grande précision est nécessaire, si l'on veut en tirer des conclusions certaines sur la nature de la détente, à moins d'atteindre de très grandes vitesses. En ce qui concerne la répartition des densités, qui nous intéresse plus particulièrement ici, nous croyons pouvoir conclure, *a priori*, en faveur de ses indications, à cause de la grande sensibilité des déterminations interférentielles, et surtout de l'absence de toute perturbation apportée au régime à étudier. Nous adopterons une forme de tuyère permettant de pousser la détente le plus loin possible, de façon à disposer d'un nombre suffisant de mesures dans la région où les différences calculées dépassent 10 pour cent.

La méthode interférentielle est d'ailleurs susceptible d'autres applications: il serait intéressant de pouvoir déterminer simultanément la densité et le rapport $\frac{u}{a}$; nous rencontrerons un exemple dans lequel ces circonstances se sont trouvées réunies, les ondes de choc ayant sensiblement déformé les franges sur leur passage. Mais il s'agit également de chercher à établir une méthode correcte de mesure des pressions statiques, dont le tableau précédent montre toute l'importance; le meilleur procédé consiste alors à étudier la répartition des indices autour d'un obstacle jouant le rôle de sonde. Nous pourrions enfin aborder, de la même manière, le problème plus complexe de la détermination des grandes vitesses au moyen du tube de Pitot ⁽¹⁾.

On remarquera que cette discussion préalable ne fait pas intervenir l'hypothèse d'un frottement appréciable; il ne saurait jouer, en fait, qu'un rôle de faible importance dans un tel phénomène, et surtout ne conduirait à aucun écart sensible avec les courbes théoriques de densité, les deux effets de moindre chute de pression et d'élévation de température agissant en sens opposé sur cette grandeur; nous rencontrerons, d'ailleurs, page 39, des moyens de discrimination justifiant entièrement cette manière d'envisager la question. Si quelques mesures, en particulier celles de STODOLA, peuvent s'interpréter comme indiquant une perte d'énergie de 10 à 15 pour cent par frottement, une discussion plus

(1) Les différences permettant de caractériser la nature de la détente sont bien supérieures avec un gaz mono-atomique (l'indice doit être suffisant pour les mesures interférentielles, ce qui exclut l'emploi de l'hélium), mais il ne pouvait évidemment en être question ici à cause de leur rareté. Pour le cas particulièrement intéressant, au point de vue pratique, de la vapeur d'eau, le fait que le rapport $\frac{c}{c}$ est plus voisin de l'unité et que l'indice est assez faible, impose l'emploi d'un procédé extrêmement précis, si l'on veut tirer des conséquences d'ordre physique d'une étude de ce genre.

serrée des causes probables d'erreur ne permet pas de maintenir cette affirmation; par exemple, les pressions déterminées au moyen d'une sonde peuvent être considérées comme affectés le plus souvent d'une erreur par excès, sans qu'il y ait lieu d'interpréter les écarts constatés dans ce sens comme attribuables au frottement. Les résultats de PRANDTL n'indiquant, par ailleurs, aucun déficit systématique de vitesse, on ne saurait affirmer l'existence de ce frottement comme établie expérimentalement.

Nous n'aurons jamais à tenir compte de la viscosité du gaz; négligeable, dans tous les phénomènes d'écoulement à grande vitesse, elle ne pourra être mise en évidence dans aucune de nos expériences, quelles que soient les dimensions des conduits.

CHAPITRE II

DISPOSITIFS INTERFÉRENTIELS

La méthode interférentielle met en œuvre la comparaison de deux chemins optiques, et ne peut s'appliquer avec précision à la mesure des indices (ou, ce qui revient au même, des densités), si cette grandeur ne demeure pas invariable suivant toute l'épaisseur du milieu traversé. Lorsque le phénomène à étudier présente une symétrie de révolution par rapport à un axe, la loi de variation des propriétés optiques peut être déterminée directement avec une certaine approximation. C'est ainsi que MACH, puis CRANZ, ont obtenu de bons résultats dans l'étude des jets d'air s'échappant d'un réservoir sous forte pression et du sillage des projectiles. Nous devons ici nous adresser au problème plan, l'écoulement s'effectuant entre deux glaces normales à la direction des rayons.

Les conditions requises ne seront donc remplies que si l'on peut annuler l'influence de la couche limite, ce mot servant à désigner la couche adhérente à la paroi; l'épaisseur traversée devra ainsi être assez grande pour rendre négligeable, devant le chemin optique total, le terme correspondant à cette région perturbée. Sinon la densité, calculée comme si l'on avait affaire au problème à deux dimensions, pourra se trouver entachée d'une légère erreur par excès. En fait, de nombreuses raisons nous portent à admettre que l'épaisseur de cette couche limite est extrêmement faible dans les conditions où nous nous trouvons; elle semble varier en raison inverse de la vitesse, et aucune de nos expériences ne pourra la mettre en évidence, devant une paroi observée de profil (d'accord en ceci avec la strioscopie des mêmes phénomènes). Le choix des dimensions à donner aux appareils ne sera donc pas imposé par cette considération.

Les mesures s'effectuent avec le plus de commodité sur des déplacements d'une vingtaine de franges, environ; il n'y a guère intérêt à chercher un surcroît de précision en opérant sur des différences beaucoup plus grandes, ce qui augmenterait les difficultés d'identification. Comme une différence de chemin optique d'un centimètre d'air fait défiler 6,2 franges, dans les conditions normales et pour la longueur d'onde de $4.500 \text{ \AA}$, nous adopterons cet ordre de grandeur pour l'épaisseur d'une tuyère, la détente s'effectuant à partir d'une pression initiale de 3 à 4 kg./cm² absolus (nous la diviserons par deux si nous employons un interféromètre à retour des rayons, comme celui de MICHELSON).

Les autres dimensions seront également très réduites, sans qu'il paraisse en résulter autre chose que des avantages.

Non seulement l'énergie mise en jeu sera ainsi moins élevée (il faut déjà 12,5 chevaux théoriques pour entretenir un écoulement permanent dans une tuyère de 1 cm² de section à la gorge, à partir d'une pression de 4 kg./cm² dans le réservoir), mais nous aurons la facilité d'établir et de rompre en très peu de temps un débit d'une vingtaine de litres par seconde : condition essentielle pour nous assurer que le chemin optique à travers les glaces de la tuyère n'a pas varié, par suite d'un refroidissement pendant l'écoulement. Nous aurons donc à prévoir de petites dimensions pour la partie optique de l'interféromètre (20 à 25 mm. de diamètre, par exemple).

Le dispositif le plus simple pour cette étude serait certainement celui des miroirs de JAMIN, déjà utilisé par RAPS ⁽¹⁾; on découpe la tuyère dans une

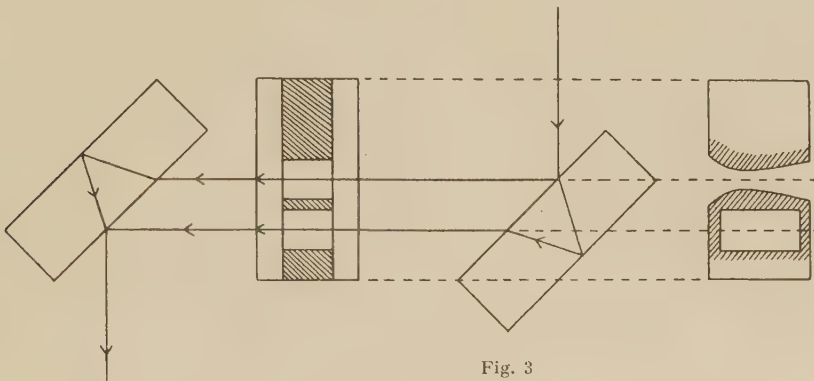


Fig. 3

plaque de métal, portant une glace sur chaque face, et placée entre les lames comme l'indique la *figure 3*. Les interférences se produisent entre deux faisceaux, dont l'un a traversé le courant gazeux, l'autre une échancrure pratiquée dans la plaque. Mais le problème est plus compliqué que celui rencontré par RAPS; au lieu d'enregistrer les positions successives d'un point pris sur une frange, nous devons photographier tout le champ limité par la tuyère, et nous inquiéter des imperfections du système.

Il faut d'abord renoncer à l'observation des franges à l'infini; comme l'appareil photographique doit rester au point sur la tuyère, l'obtention de franges encore nettes dans ces conditions conduirait à réduire les dimensions apparentes de la source dans des proportions incompatibles avec la luminosité exigée; on tournerait la difficulté en taillant des lames légèrement prismatiques : les franges peuvent alors être localisées au voisinage d'un plan médian, et rester visibles dans de bonnes conditions avec une source plus large, mais leur orientation et leur intervalle sont ainsi fixés une fois pour toutes. Comme

(1) Nous ne nous étendons pas ici sur le dispositif ingénieux, imaginé par TOEPLER et BOLTZMAN pour l'étude des tuyaux sonores (1870). Il s'agissait seulement de mesurer la densité dans une tranche perpendiculaire à l'axe, en portant au maximum le déplacement de franges observable; seule la lumière solaire avait permis un éclairage suffisant.

il nous paraissait extrêmement utile de disposer à notre gré du coin initial, afin de rendre plus facile l'interprétation des apparences présentées pendant l'écoulement, nous avons cru devoir choisir un interféromètre dans lequel ces réglages se fassent rapidement. En outre, le genre de lumière employée peut nécessiter un bon achromatisme, le système donnant les franges du coin d'air et non d'un milieu dispersif comme le verre.

Nous aurons l'occasion, au chapitre V, de revenir sur une application des miroirs de JAMIN, dans laquelle la simplicité du dispositif s'est trouvée particulièrement avantageuse pour atteindre de grandes dimensions.

Nous aurions pu, dans ces conditions, adopter le perfectionnement apporté par ZEHNDER ⁽¹⁾ et MACH ⁽²⁾, en portant à quatre le nombre des pièces

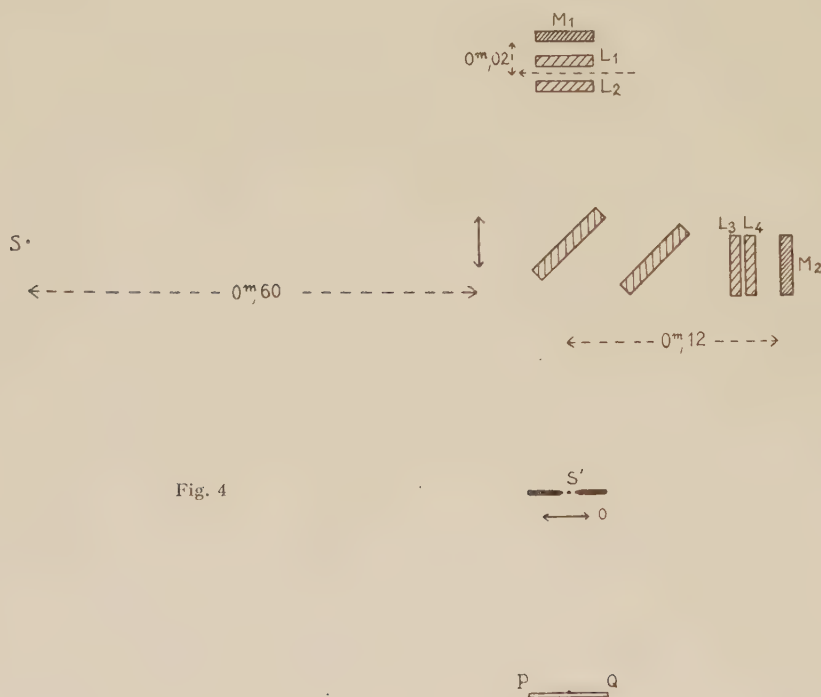


Fig. 4

utilisées; mais, disposant d'un interféromètre de MICHELSON, donnant une sensibilité double pour la même épaisseur traversée, nous n'avons pas envisagé la construction de ce modèle, dont l'intérêt est surtout à considérer pour de plus grandes dimensions. Nous avons utilisé l'appareil Hilger, appartenant au laboratoire de l'école normale supérieure, grâce à la bienveillance de M. ABRAHAM, qui nous en a laissé la disposition pour ces recherches. La partie optique, de 25 mm. de diamètre, s'est montrée suffisante dans tous les cas.

La figure 4 représente le montage adopté; la tuyère, indiquée schématiquement par les lames L_1 et L_2 , est placée aussi près que possible du miroir

(1) ZEHNDER. — *Zeitschrift für Instrumenten Kunde*, 1891, p. 275

(2) MACH. — *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, 101, 2 a, 1892, p. 5; 102, 2 a, 1893, p. 1.035.

M_1 , porté par la coulisse; un compensateur, constitué par deux pièces de même épaisseur L_3 et L_4 , se trouve dans l'autre branche; la source sensiblement ponctuelle S , est distante de 60 cm. environ du séparateur. Un condenseur C en forme l'image sur l'objectif photographique O , au point sur le coin d'air; l'image projetée sur le verre dépoli est réduite à la moitié des dimensions de la tuyère. Avec cette disposition, la surface de localisation des franges reste à peu près invariable, bien que le milieu traversé ne soit pas homogène pendant l'écoulement.

L'interféromètre est éclairé en lumière faiblement convergente, en vue d'éliminer, comme on le verra, la lumière réfléchiée sur les faces antérieures des lames placées dans les deux bras. Les franges seraient alors noyées par 8 à 10 pour cent de lumière parasite, et leurs contrastes assez fortement diminués pour rendre difficile la mesure des clichés; mais il suffit de recouvrir l'objectif d'un diaphragme, laissant juste passer l'image la plus brillante de la source, réfléchiée par les miroirs M_1 et M_2 ; en faisant tourner légèrement les glaces L_1 . L_2 , L_3 , L_4 (autour d'axes parallèles à la direction SC , *figure 4*, on fait sortir l'image parasite. On donne, bien entendu, à la source, des dimensions suffisantes pour ne pas descendre au-dessous du pouvoir séparateur de la plaque en diaphragmant ainsi l'objectif. Le très petit angle dont il a fallu faire tourner la tuyère est tout à fait négligeable, relativement aux autres causes d'erreur.

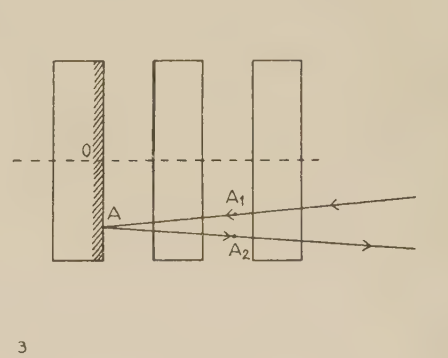


Fig. 5

La lumière réfléchiée sur la deuxième face du séparateur est éliminée en même temps, l'image correspondante se formant de même sur le diaphragme; c'est d'ailleurs par un montage tout à fait analogue que MACH et CRANZ obtenaient des franges pures, sans faire usage de semi-argentures. Nous avons cependant cru devoir recouvrir la face de séparation d'un léger dépôt cathodique, très brillant, grâce auquel la luminosité du système a pu être doublée.

Mais ce mode d'éclairage, sans inconvénient dans le cas de l'appareil de MACH, peut soulever une grave objection contre son emploi ici : bien que la tuyère soit très proche de l'un des miroirs, les rayons qui frappent celui-ci en dehors de l'axe ne reviennent pas exactement suivant le même parcours; la densité mesurée ne se rapporte plus à un point A de l'image de la tuyère, mais correspond à la moyenne entre deux points A_1 et A_2 , symétriques par rapport à lui (*fig. 5*) (la mise au point s'effectuant sur le miroir). On n'a évidemment pas à tenir compte de la très faible inclinaison des rayons, comme augmentant le trajet à l'intérieur dans la tuyère.

Toutefois, il s'agit ici de l'étude d'une variation régulière de l'indice, d'une extrémité à l'autre de la tuyère. La longueur $A_1 A_2$, proportionnelle à la distance

à l'axe, n'atteint jamais le millimètre, et la densité en A différant peu de la moyenne entre les valeurs correspondant à A_1 et A_2 , la correction ainsi calculable, portant sur une différence seconde n'est pas bien grande; en fait, nous trouverons toujours une variation de densité sensiblement linéaire aux deux extrémités de la tuyère, c'est-à-dire dans les seules régions où ce dédoublement n'est pas absolument négligeable, et n'aurons jamais à appliquer cette correction. Il suffit donc de centrer la source de façon qu'un rayon tombant en O (*fig. 5*), revienne bien sur lui-même.

L'élimination de la lumière parasite peut évidemment se faire en faisceau parallèle; mais on calcule aisément que l'angle dont il faut faire tourner les lames est ainsi doublé; l'objectif doit être rejeté assez loin pour sortir du faisceau parasite, et sa distance focale allongée en conséquence; la semi-argenture doit être assez épaisse pour éliminer à elle seule la lumière réfléchie sur l'autre face; aussi, le dispositif en lumière convergente ne présentant guère d'inconvénient, avons-nous laissé de côté cette solution inconmode.

On retire la tuyère et le compensateur pour le réglage des miroirs; une fois la frange centrale amenée au milieu du champ, on met en place la tuyère, en observant l'image réfléchie sur ses glaces, que l'on règle comme il est dit plus haut; puis, on ramène les franges dans leur position initiale en centrant convenablement le compensateur; on évite ainsi toute dispersion provenant d'une longueur inégale des parcours dans l'air et le verre, suivant les deux bras de l'appareil.

Nous devons fixer la tuyère d'une manière très rigide au réservoir d'air comprimé; avec le montage des lames de JAMIN (*fig. 3*), les glaces étaient communes aux deux faisceaux interférents, et l'ensemble pouvait tourner d'un petit angle sans que cela modifie la position des franges dans le champ. Ici, au contraire, les deux systèmes sont séparés, et la moindre rotation de la tuyère se traduit par un déplacement sensible de la frange centrale.

La source lumineuse à choisir devra présenter une brillance très élevée; non seulement les réglages décrits ci-dessus nous obligeront à en réduire le plus possible les dimensions (l'aire utilisable sera de l'ordre de $0,2 \text{ cm}^2$), mais il sera nécessaire de ne conserver qu'un rayonnement suffisamment monochromatique pour photographier trente à quarante franges bien contrastées.

Les phénomènes à étudier présentent tous le caractère d'écoulements permanents; nous envisagerons des temps de pose de l'ordre du dixième de seconde, la nécessité d'empêcher tout refroidissement des glaces de la tuyère nous conduisant à ne laisser subsister le régime d'écoulement que pendant une durée très courte. Mais il ne sera question en aucun cas de faire appel aux procédés électriques de photographie absolument instantanée, suivant l'exemple de CRANZ qui avait dû réduire le temps de pose au dix-millionième de seconde.

Deux solutions peuvent être étudiées: la première comporte l'emploi d'une source très intense de lumière blanche, associée à un monochromateur isolant une bande spectrale de largeur convenable; la seconde utilise une source de radiations monochromatiques, arc ou étincelle, en arrêtant au besoin par des écrans les raies spectrales gênantes. Les mesures se font, dans le second cas, à

partir d'une longueur d'onde exactement connue, mais la première méthode se prête encore à une bonne précision ; les franges enregistrées sont équidistantes. et correspondent ainsi à une longueur d'onde effective bien déterminée ; il suffit de photographier ensuite le même coin avec une source monochromatique quelconque, pour connaître la valeur à introduire dans les calculs d'indice.

Malheureusement, les sources terrestres de rayonnement continu ne fournissent qu'une brillance médiocre dans la région de grande sensibilité des plaques photographiques : la plus chaude d'entre elles, l'arc électrique à courant continu, ne présente d'ailleurs pas une stabilité suffisante pour réaliser la petite aire fixe, de brillance invariable, nécessaire ici. L'éclairage au tungstène (arc ou lampe à large ruban de Philipps), n'est intéressant que si l'on se contente de six à sept franges nettes, car la température n'est pas assez élevée pour répondre aux conditions du problème quand on interpose un monochromateur. Nous nous en servons cependant avec avantage, dans les expériences décrites au chapitre V, en particulier pour le réglage des miroirs de Jamin.

Aussi, TOEPLER et BOLTZMANN, puis MACH, n'ont-ils pas hésité à recourir à la lumière solaire, dont la brillance répond largement à toutes les exigences ; MACH photographiait ainsi, avec des poses très courtes, dix à vingt franges aussi nettes que s'il avait fait usage d'une source monochromatique ; comme le laboratoire dont nous disposons ne permet pas l'établissement d'un héliostat, nous ne pourrions nous adresser qu'aux sources pseudo-monochromatiques.

CRANZ déchargeait, à travers un éclateur à électrodes de magnésium, une batterie de quelques bouteilles de leyde ; avec un circuit de self induction très réduite, la durée d'illumination était inférieure au millionième de seconde, tout en assurant une impression suffisante de la plaque ; mais les clichés qu'il a publiés ne montrent que six à huit franges bien contrastées, les autres presque complètement estompées se prêtent mal aux mesures.

Le spectre d'étincelle du magnésium n'intervient ici que par la raie $4.481,3 \text{ \AA}^\circ$ et par le multiplet de longueur d'onde moyenne $3.834,3 \text{ \AA}^\circ$; en l'absence d'air, les franges doivent apparaître renforcées et estompées à intervalles réguliers, la période : $\frac{3.834,3}{4.481,3 - 3.834,3} = 5,926$ étant très voisine d'un nombre entier. Mais le spectre d'émission de l'air, très riche dans le domaine de sensibilité des plaques photographiques ordinaires, et assez intense avec ce mode d'excitation, produisait le même effet qu'une bande spectrale continue au voisinage de $4.500 \text{ \AA}^\circ$.

Il est essentiel pour nous de reconstituer ce spectre dans sa pureté en éliminant celui de l'air ; nous pourrions enregistrer ainsi un grand nombre de franges, sans rencontrer la moindre difficulté d'identification. Le problème ne se posait pas pour CRANZ et MACH, qui photographiaient un champ d'interférence suffisamment large, et suivaient chaque frange par continuité jusqu'aux régions où le coin d'air n'était pas altéré. Pour l'étude de la détente dans une tuyère, il faudrait, en lumière monochromatique, suivre par cinématographie la position des franges pendant l'établissement ou la cessation du régime d'écoulement.

La construction d'un éclateur dans le vide est rendue difficile par la volatilité du magnésium, les électrodes s'échauffant très vite pendant que l'appareil fonctionne pour les réglages. Il est donc beaucoup plus simple, bien que ceci conduise à une perte appréciable de luminosité, de disposer une bobine de self-induction dans le circuit de décharge. L'examen de la lumière au spectroscope montre que l'on arrive à éteindre complètement les raies de l'air avec une bobine de quelques dizaines de spires.

La *figure 6* représente le montage adopté pour toutes nos expériences. Un transformateur donnant 1 kilowatt, sous 18.000 volts, est alimenté directement par le courant monophasé du secteur; la tension aux bornes du primaire et la puissance mise en jeu se règlent au moyen d'un rhéostat (R) : les deux bornes du secondaire sont mises en parallèle avec une batterie de jarres de 10.000 cm² de capacité. Le circuit de décharge comporte, en série, une bobine

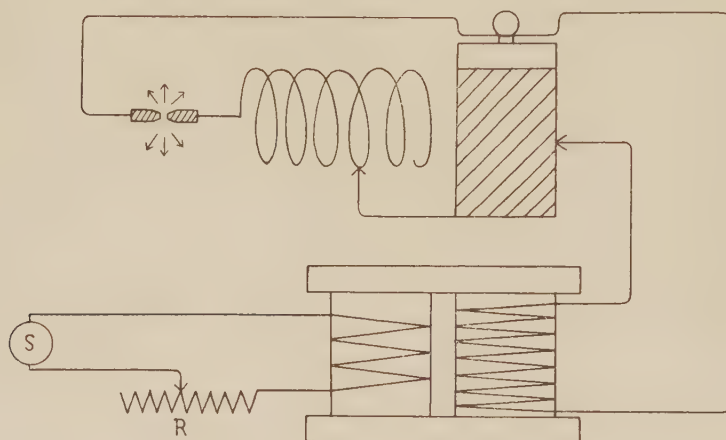


Fig. 6

de self induction à spires espacées, et un éclateur muni de deux crayons de magnésium; l'étincelle jaillit entre deux aires planes, de 4 à 6 mm. de diamètre, distantes de 3 à 4 mm.; suivant la longueur adoptée et la puissance mise en jeu dans le primaire, le spectre de l'air cesse de se manifester lorsque la bobine (de 20 cm. de diamètre), comporte 15 à 50 spires dans le circuit.

L'éclairage ainsi réalisé répond parfaitement aux conditions posées; avec une dépense de 150 à 200 watts et une distance de 4 mm. entre électrodes bien propres, le temps de pose nécessaire ne dépasse pas 1/50 de seconde pour les plaques ordinaires (genre Lumière, étiquette bleue). Il est encore possible, avec le montage et les distances indiquées sur la *figure 4*, de ne faire usage que de plaques à grain fin, pour reproduction; on gagne beaucoup sur les contrastes et la définition des franges, et les pointés sont plus faciles avec la machine à diviser.

La longueur d'onde effective correspond à 3.834,3 Å°, centre de gravité des raies ultra-violettes assez serrées; ce résultat ne doit pas nous surprendre,

car la plaque photographique est encore très sensible dans cette région du spectre, et le système optique, ne comportant que des pièces de crown à l'exception de l'objectif, reste suffisamment transparent.

La période des concordances est donc de sept unités, et l'aspect des franges alternativement renforcées et estompées montre que l'intensité de la radiation $4.481,2\text{A}^\circ$ ne dépasse guère la moitié de celle des raies ultra-violettes, compte tenu de la sélection du système; toutes les franges sont assez visibles pour permettre d'utiliser directement la lumière émise. Leur identification se fera sans aucune ambiguïté, la période de sept unités correspondant à une différence d'indice de 0,95, pour une tuyère de 5 mm. d'épaisseur; on constate d'ailleurs une légère atténuation progressive des contrastes, de chaque côté du groupe central de franges renforcées, ainsi mis en évidence.

Il n'y a guère intérêt à dépenser une grande puissance dans les décharges; l'augmentation de la capacité n'est pas sans influence sur l'intensité des raies de l'air, et doit être accompagnée d'un accroissement de la self induction pour que la pureté du rayonnement se conserve; le gain ainsi réalisé est assez médiocre. Il est également inutile de faire croître, à puissance égale, la surface des électrodes; à partir d'une certaine valeur, la brillance diminue en même temps, tandis que le fonctionnement devient moins régulier.

Comme l'usure est rapide, en raison de l'échauffement du métal (qui oblige à donner d'assez grandes dimensions aux tiges de magnésium), on doit retailler assez souvent les électrodes. De plus, les franges commencent à s'estomper après quelques minutes de fonctionnement, par suite, semble-t-il, de formation de magnésie, dont le rayonnement continu apparaît dans le spectre de l'étincelle. Ces inconvénients disparaissent si l'on prend la précaution de n'exécuter chaque cliché qu'avec des électrodes froides et bien décapées.

On peut se proposer d'améliorer encore les résultats en éliminant complètement l'une des radiations suivant une moitié longitudinale de l'image de la tuyère, au moyen d'un écran sur gélatine placé immédiatement en avant de la plaque, la seconde moitié permettant d'identifier les franges. Mais il est généralement difficile de disposer d'un écran ne laissant passer que la radiation de plus courte longueur d'onde, la plus intéressante ici. Nous n'avons trouvé qu'un seul filtre (n° 39 du catalogue de Wratten), susceptible de répondre en partie à la question : il transmet, en effet, 90 pour cent de la raie $3,834,3\text{A}^\circ$ et 44 pour cent de la raie $4.481,2\text{A}^\circ$ ce qui est encore insuffisant pour l'obtention de franges sans aucun battement, mais permet d'accentuer dans le sens désiré la différence d'intensité des deux radiations ⁽¹⁾.

Il y a toujours intérêt à réduire, en premier lieu, l'absorption du système optique dans le proche ultra-violet; parmi les pièces indiquées sur la *figure 4*, seules les lames à faces parallèles nous intéressent en ce qui concerne l'affaiblissement relatif des deux radiations (les lentilles de quelques millimètres d'épaisseur, ne jouant qu'un rôle négligeable). Le crown borosilicate ($d = 2,38$) sera donc employé de préférence, son coefficient de transparence pour la raie

(1) Les écrans en verre d'Iéna B. G. 1 et B. G. 3 possèdent sensiblement les mêmes propriétés.

3.834.3 $\text{\AA}$ étant sensiblement plus élevé que celui du crown ordinaire (0,972 au lieu de 0,947).

La présence d'une seconde radiation a pour effet de modifier légèrement l'intervalle des franges en même temps que les contrastes; il est un peu plus grand au voisinage des maxima, plus faible vers les minima, mais les corrections sont faciles à déterminer, en mesurant un coin d'air serré, de façon à éliminer les défauts du système optique. Comme les positions exactes se retrouvent toutes les 3,5 franges, et que nos clichés en comportent un grand nombre, ces corrections, toujours très faibles, ne présentent guère d'intérêt dans la plupart des cas.

L'emploi d'autres métaux à la place du magnésium est loin de conduire à des résultats comparables. Le plomb, que sa faible volatilité rendrait propre à la construction d'un éclateur dans le vide, permet de photographier un grand nombre de franges parfaitement nettes, les deux principales radiations impressionnant les plaques ordinaires étant assez voisines, mais la brillance de l'étincelle est médiocre. Le spectre du zinc contient cinq raies bleu-vert assez intéressantes, mais un peu trop dispersées pour donner assez de franges; la luminosité est encore très grande, mais les plaques orthochromatiques ont toutes un minimum de sensibilité pour cette région. Ce défaut est encore plus accentué avec le cadmium, et aucun autre métal ne possède de raie d'étincelle suffisamment intense et isolée pour que son étude présente un intérêt.

Il est tout à fait regrettable que la lampe à vapeur de mercure doive être considérée comme inutilisable ici; avec les plaques non sensibilisées et un écran à l'esculine, on photographie encore une série de battements de longueur d'onde effective 4.358,3 $\text{\AA}$, dans lesquels la radiation perturbatrice 4.077 $\text{\AA}$ est ramenée à l'intensité minima. Mais la brillance des modèles les plus avantageux est encore très inférieure à celle des sources déjà citées; d'autre part, et pour des raisons difficiles à préciser, les franges sont extrêmement affaiblies pendant l'écoulement de l'air dans la tuyère; leur observation ne reste possible que si la partie utilisée de la source est réduite à des dimensions bien plus petites que celles de l'étincelle, et la luminosité restante conduit alors à des durées de pose inacceptables.

En résumé, l'étincelle entre électrodes de magnésium, avec self-induction, présente des avantages qu'il est difficile de retrouver, même isolément, en employant les autres sources. On n'aurait plus en les utilisant la commodité d'une faible longueur d'onde effective, entraînant un déplacement de franges maximum pour une même épaisseur, et on perdrait ainsi au point de vue de la brillance et de la facilité de repérage des ordres d'interférence.

Ce mode d'éclairage résout également le problème du réglage rapide d'un interféromètre quelconque; on rencontre quelque difficulté dans la recherche de la frange achromatique, lorsque la source utilisée est un arc à vapeur de mercure; même employé sans écran, il montre les franges sous le même aspect à une grande distance de l'ordre zéro, sans que rien n'en indique l'approche.

L'étincelle du magnésium comporte un spectre aussi riche, comprenant en particulier la raie bleu-violet 4.481, déjà très intense pour l'œil, un triplet

vert (5.167, 5.172, 5.183) et une raie jaune 5.528, toutes assez larges, en raison de sa température élevée; l'aspect des franges est donc plus complexe. Leur intervalle de visibilité est suffisant pour qu'un premier réglage les fasse apparaître immédiatement; mais l'accentuation progressive des teintes et des contrastes montre d'une façon très sensible l'approche de la frange achromatique. Il semble que l'on remplace ainsi avec grand avantage la flamme saturée de chlorure de sodium que l'on conseille habituellement pour un tel réglage.

CHAPITRE III

ÉTUDE de la DÉTENTE de l'AIR

La répétition des expériences de PRANDTL, dans lesquelles nous remplacerons le montage striscopique de TOEPLER par le dispositif interférentiel décrit au chapitre précédent, semble, *a priori*, devoir se heurter à une grave difficulté; la mesure des indices s'effectuera en comparant les franges, sur des clichés exécutés avant et pendant l'expérience, mais à cette seule condition que le chemin optique à travers les glaces de la tuyère ne subisse aucune modification. Sans doute, la compression du verre ne peut jouer ici qu'un rôle tout à fait négligeable; mais il n'en est pas de même des variations thermiques, susceptibles d'être entraînées par le refroidissement du gaz au cours de la détente, si le phénomène est bien adiabatique.

On calcule, en effet, qu'une différence de température d'un degré seulement, intéressant une épaisseur d'un millimètre sur chacune des glaces, se traduit déjà par un déplacement d'un dixième de frange pour les radiations employées, les deux effets de dilatation et de variation d'indice agissant ici dans le même sens. Nous savons bien, à la suite des expériences de MULLER, qu'un récepteur thermométrique placé dans le courant n'indique nullement le refroidissement calculable au moyen des formules adiabatiques; mais la chute de température mesurée est encore suffisante pour agir d'une façon très sensible sur le chemin optique à travers les parois de verre, malgré leur faible conductibilité.

Afin de vérifier que cette cause d'erreur n'entre pas en jeu, nous n'établirons l'écoulement que pendant le temps nécessaire à l'exécution d'un cliché, et nous nous assurerons que les franges ont repris leur position initiale, immédiatement après l'expérience. Ceci ne présente pas de difficulté, avec les petites dimensions choisies pour les appareils, permettant d'effectuer rapidement la manœuvre au moyen d'un robinet à boisseau. Il suffira donc de laisser se détendre, pendant un temps assez court, l'air contenu dans un réservoir de capacité suffisante; ce procédé, déjà utilisé par MACH et PRANDTL, est parfaitement justifié ici; le gaz traversant la tuyère en quelques millièmes de seconde, nous nous trouvons bien en régime permanent.

Notre installation comporte un compresseur Ingersoll-Rand, à un cylindre et simple effet (alésage et course 76,2 mm.), actionné par un moteur triphasé

de 2 ch : la capacité du réservoir est de 100 litres, l'air étant puisé directement dans l'atmosphère. MACH signale la difficulté d'obtenir rapidement de grands volumes d'air absolument sec, mais cette précaution ne semble pas nécessaire dans la plupart des cas; en particulier, PRANDTL ne constate aucune condensation dans une tuyère optique d'assez grande épaisseur, la détente s'effectuant trop rapidement dans la région observée.

La liaison avec le réservoir est établie de façon à rendre les pertes de charge pratiquement négligeables. La partie supérieure porte une tubulure de 6 cm. de diamètre intérieur, reliée par une bride à un simple robinet de compteur à gaz de 18 mm. de diamètre de voie, sur lequel se visse la pièce constituant la tuyère et pénétrant dans l'un des bras de l'interféromètre. On laisse un peu de jeu au boisseau, de façon à obtenir un mouvement très doux, les glaces portées par le système devant conserver une orientation rigoureusement invariable (les fuites ne présentent aucune importance ici).

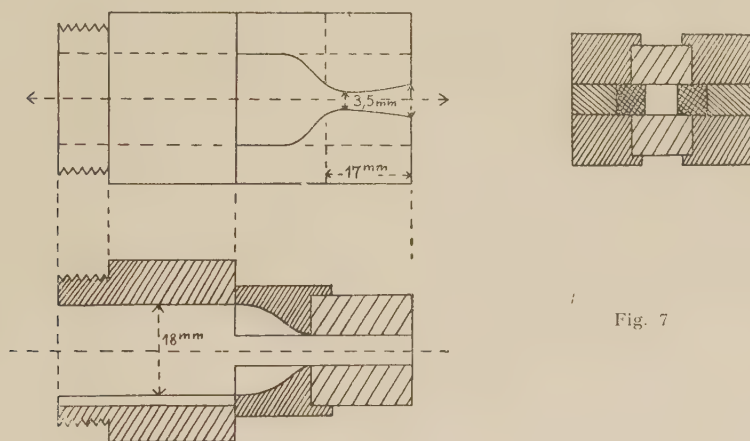


Fig. 7

La tuyère est constituée par un rondin de laiton de 35 mm. de diamètre, percé d'un canal cylindrique de 18 mm. sur la première moitié de sa longueur; le reste est fraisé de façon à présenter un plateau de 6 mm. d'épaisseur, à faces parallèles, dans lequel on découpe le profil à étudier (*fig. 7*). Les glaces recouvrent la partie terminale, sur 20 mm. de longueur et deux pièces de laiton rapportées assurent le raccordement avec la partie cylindrique.

La section minima est de 21 mm², de sorte que l'hypothèse de l'écoulement adiabatique fait prévoir une vitesse de 17 mètres par seconde seulement, dans le canal cylindrique réunissant la tuyère au réservoir; la chute de densité n'a donc encore atteint que quelques millièmes, à l'entrée du raccordement.

Le parallélisme des surfaces, sur lesquelles s'appuient les glaces, doit être réalisé au centième de millimètre près : il s'agit simplement de n'avoir pas à tenir compte des différences d'épaisseur aux divers points de la tuyère, dans le calcul de la densité. Le profil est constitué par des pièces rapportées, de façon à en tailler simultanément les deux côtés, en les appuyant l'un contre l'autre;

toute dissymétrie se traduit, en effet, d'une façon très accentuée sur la répartition des densités pendant l'écoulement. Les faces sont soigneusement rodées après l'assemblage, d'abord au carborandum, puis avec de l'émeri de plus en plus fin, et légèrement polies au rouge, de façon à ne pas rayer les pièces optiques qu'elles doivent supporter.

Celles-ci sont constituées par des lames à faces parallèles, en crown borosilicate, ayant 20 mm. de longueur sur 12,5 de largeur et 8 d'épaisseur, s'appuyant seulement sur les deux cales rapportées; M. COUDER, chef du Laboratoire d'Optique de l'Observatoire de Paris, a bien voulu se charger de leur exécution. Le mode de fixation est représenté en coupe sur la *figure 7*: la mortaise, dans laquelle elles viennent s'engager, présente une hauteur très légèrement supérieure, une feuille de papier remplissant l'intervalle; les franges ne subissent aucune déformation lorsqu'on achève le serrage au moyen des vis de fixation. Le joint avec les pièces de raccordement est assuré par des feuilles de caoutchouc et l'ensemble présente une bonne étanchéité pour les pressions utilisées.

La tuyère est disposée contre le miroir porté par le chariot, deux lames, de même épaisseur exactement, compensant la différence de marche dans l'autre branche; leur monture permet de les amener au parallélisme exact, de façon à annuler toute dispension (qui eût modifié d'une manière gênante l'aspect des franges présentées par l'étincelle du magnésium). L'interféromètre étant construit pour donner une différence de marche nulle avec des bras de 5 cm. seulement, mais comportant, en outre, une course de chariot de 8 cm., nous avons dû allonger la branche fixe (sur laquelle s'effectuent les réglages), afin de rejeter l'égalité des chemins optiques à l'autre extrémité de la coulisse.

Malgré la complexité du système optique, les franges ainsi obtenues sont parfaitement rectilignes et équidistantes, comme le montre le cliché de comparaison de la *figure I*; on peut ainsi mettre en évidence les moindres irrégularités de l'écoulement.

L'observation visuelle pendant la détente montre que le phénomène se comporte comme un écoulement rigoureusement permanent; les franges défilent lentement, à mesure que le réservoir se vide, sans présenter la moindre oscillation, de sorte qu'il n'est nullement nécessaire de recourir à un éclairage instantané pour la prise des clichés.

Le mode opératoire suivant sera constamment adopté, permettant d'éviter la cause d'erreur signalée au début de ce chapitre: après avoir photographié le coin d'air, on établit la communication avec le réservoir pendant une seconde environ, juste le temps nécessaire au déclenchement de l'obturateur, puis exécute un troisième cliché immédiatement après la fermeture. On constate alors que les franges ont repris exactement leur position initiale, les déplacements pendant l'écoulement devant être rapportés intégralement au phénomène à mesurer.

Les plaques « Grapho-Brom » de Guillemainot ont été utilisées à peu près exclusivement, en raison de la finesse du grain associée à une rapidité suffisante (le temps de pose nécessaire ne dépasse pas 1/25 de seconde); le développement

au diaminophénol assure alors un facteur de contraste très élevé, favorable à la précision des pointés (1).

La netteté des franges photographiées pendant la détente est sensiblement la même que celle du coin d'air initial, car la surface de localisation est assez peu altérée et ne nécessite pas de nouvelle mise au point; on effectuera donc les comparaisons avec toute la précision désirable, sans qu'il soit utile de diaphragmer davantage la source.

La sensibilité de la méthode dépend en grande partie de la disposition initiale des franges; suivant qu'il s'agit de réaliser un enregistrement continu, parallèlement à la direction de l'axe ou d'obtenir des courbes d'égale densité, le coin d'air devra être orienté de façon différente. Il n'est guère possible d'effectuer des mesures précises, en partant d'une teinte plate; les franges dessineraient alors exactement des lignes de même densité, mais les corrections nécessitées par les défauts du système interférentiel seraient difficiles à appliquer, la photographie d'une teinte plate ne donnant guère de renseignement quantitatif sur son imperfection. Nous partons donc toujours d'un coin d'air assez serré, de façon à effectuer les réductions frange à frange, la précision devenant ainsi indépendante des irrégularités du coin.

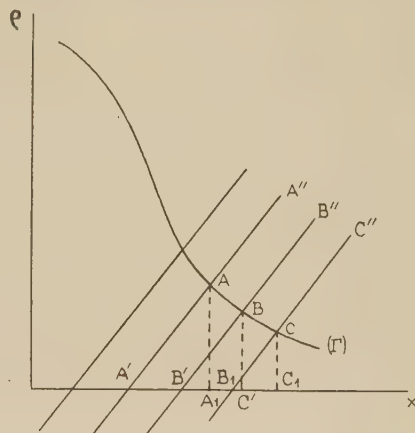


Fig. 8

Supposons d'abord les franges orientées perpendiculairement à l'axe de la tuyère qu'elles coupent (*fig. 8*) en $A'B'C'$, etc., équidistants de x , le point A' correspondant à la différence de marche nulle; soit (Γ) la courbe des densités sur l'axe, pour une certaine pression initiale; si nous exprimons les ordres d'interférence avec la même unité, une frange correspondant à une différence de densité de y , nous pouvons représenter le coin d'air par une série de parallèles équidistantes $A'AA''$, $B'BB''$, etc., de pente égale à $\frac{y}{x}$ (2). Les franges pendant l'écoulement s'obtiendront alors en projetant sur OX les intersections de (Γ) avec les parallèles $A'A''$, $B'B''$, l'ordre zéro venant ainsi en A^1 .

Cette représentation permet de se rendre compte immédiatement de l'aspect présenté par les franges, suivant l'intervalle et le sens du coin d'air initial; avec la disposition de la *figure 8*, elles vont se serrer dans les régions de gradient de densité élevé, en progressant vers la sortie, tandis qu'un coin d'air de sens opposé conduirait à des résultats beaucoup plus difficiles à interpréter,

(1) La formule la plus avantageuse paraît être la suivante :

Eau	100 cc.
Sulfite de sodium anhydre	4 gr.
Chlorhydrate de diaminophénol	1 gr.
Bromure de potassium	0,1 gr.

(2) Voir en particulier, au sujet de ce mode de représentation : L. MACH. — *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, 102, 2 a, 1893, p. 1035.

la courbe pouvant être coupée en plusieurs points, faisant ainsi apparaître deux ou trois franges d'ordre zéro, des zones de teinte plate, etc. Connaissant approximativement une courbe de densité, nous devons régler les miroirs de façon à éviter toute équivoque de ce genre.

Nous adopterons cette position du coin d'air pour étudier la symétrie du phénomène et la répartition des indices dans les sections normales à l'axe; les franges permettent alors de passer facilement aux courbes d'égale densité. Mais il est plus particulièrement intéressant, pour une connaissance précise des lois de l'écoulement, de disposer d'un enregistrement continu suivant l'axe de la tuyère; si nous plaçons les franges comme l'indique la *figure 9*, en supposant pour simplifier que celle d'ordre zéro coïncide exactement avec l'axe, l'établissement du régime va les relever de telle sorte que l'ordre d'interférence en un point soit précisément égal à la différence $d - 1$, de la densité à mesurer avec celle de l'atmosphère.

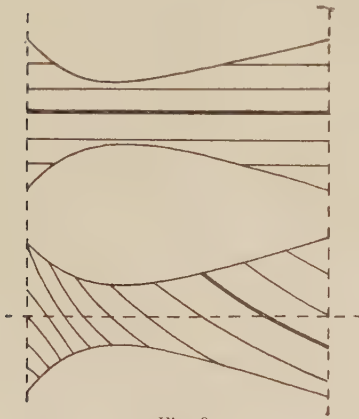


Fig. 9

Elles dessineraient la forme exacte de la courbe de densité au cas où cette dernière resterait uniforme dans une section normale à l'axe, le phénomène ne présentant plus qu'une seule dimension; il n'en est pas tout à fait ainsi, comme nous pourrions le constater, mais nous établirons cette courbe en utilisant les segments de frange occupant la région axiale, de façon à compléter les points fournis par les intersections A. B. C. etc. Toute discontinuité, apparaissant directement sur les franges, ne peut être attribuable à une erreur accidentelle, comme on est amené à le craindre

avec les autres modes de mesure.

Les contrastes s'atténuant progressivement de chaque côté de la frange de numéro zéro, il est avantageux de photographier la frange noire au milieu de la tuyère, pendant l'écoulement; on doit alors la faire sortir du champ, avant de prendre le cliché de comparaison, une augmentation convenable de densité devant la ramener dans la position désirée; on peut, avec cette précaution, obtenir un résultat satisfaisant pour toute la tuyère.

La *figure 1* correspond au premier mode de réglage, le coin d'air étant disposé de façon à déplacer les franges de droite à gauche pour une augmentation d'indice. Sur le cliché de comparaison, la frange centrale est en dehors du champ, vers la droite; les deux groupes renforcés se retrouvent à droite, sur le cliché pris au cours de l'écoulement, la densité étant voisine de l'unité vers la sortie de la tuyère. La pression initiale absolue atteint 3,45 kg./cm²; le nombre de franges visibles dans le champ est ainsi passé de 12 à 33, correspondant à une différence de 2,27 entre les densités aux deux extrémités. De telles images se mesurent facilement au vingtième de frange, et l'on dispose alors d'une soixantaine de points pour l'établissement des courbes de détente.

La densité n'est pas constante dans une section normale à l'axe; les

franges sont à peu près rectilignes à l'entrée et reprennent cet aspect dès le début de la partie divergente, mais il n'en est plus ainsi dans la région de la gorge, où la différence entre l'axe et les parois atteint plus d'une unité, soit environ 6 pour cent.

Une ligne de cassures des franges, au contact de la paroi, accuse un début de décollement vers la sortie (l'angle des parois rectilignes a été choisi légèrement supérieur à 10° , afin d'étudier ce phénomène pour les faibles pressions), On remarque enfin une sorte d'oscillation longitudinale à partir de la gorge. les intervalles paraissant alternativement un peu plus grands sur l'axe et au voisinage des parois; la distance des nœuds croît sensiblement en fonction de la vitesse, comme si les tranches d'air étaient animées d'un mouvement vibratoire, de fréquence voisine de 65.000.

Le second cliché correspond exactement aux mêmes conditions, mais les franges ont été préalablement disposées dans la direction de l'axe; on constate encore que 21 d'entre elles ont défilé pendant l'établissement du régime, et, de plus, le nouveau réglage nous montre immédiatement l'allure de la détente; la variation de densité semble tout à fait continue, d'une extrémité à l'autre, sauf une sorte de palier, un peu après l'étranglement, et une petite cassure oblique dans la partie divergente. Le premier accident se produit en face du raccordement de la gorge avec les parois rectilignes qui lui font suite : il correspond à une variation trop rapide du rayon de courbure des cales délimitant le profil, et nous aurons ultérieurement la possibilité de le faire disparaître, au moyen d'un raccordement parabolique.

La ligne de cassures peut être comparée aux stries photographiées par PRANDTL dans une tuyère épaisse, avec des pressions initiales plus élevées; il s'agit d'une onde de choc partant d'une petite rugosité de la paroi, et permettant ainsi de mesurer le rapport de la vitesse de l'air à la célérité du son; d'autres, plus faibles, se voient encore sur le cliché, mais ces apparences disparaissent dès que le passage de l'air a légèrement poli les parois.

L'aspect change tout à fait quand la pression initiale tombe au-dessous d'une certaine valeur; la *figure III* montre le décollement à la sortie, pour une pression dans le réservoir de $2,8 \text{ kg./cm}^2$; la détente est bien régulière au début, le palier enregistré précédemment étant à peine visible ici; mais, lorsque la densité est tombée au-dessous de celle de l'atmosphère (la chute de pression est encore bien plus grande, dans l'hypothèse adiabatique), une compression rapide fait suite à la détente; les couches d'air semblent se décoller des parois, et l'on retrouve d'une manière frappante la « structure pyramidale » des jets gazeux animés d'une vitesse supérieure à la célérité du son (on pourra comparer notamment avec les clichés de Prandtl). Tout se passe donc comme si la tuyère cessait d'exister à partir du dernier tiers de sa longueur.

L'étude complète, exécutée avec une suite de pressions décroissantes, montre que le décollement commence toujours vers la même valeur de la densité (0,8 environ); l'aspect régulier se désorganise et perd sa symétrie, à mesure que le début de la compression recule ainsi à l'intérieur de la tuyère, mais sans altération du caractère d'écoulement permanent.

On admet généralement que le décollement peut être évité, si l'on donne aux parois du divergent un angle au plus égal à 10° ; nous avons cependant observé des phénomènes de ce genre pour des valeurs bien inférieures de l'angle, tandis qu'il cesse toujours de se produire quand on augmente convenablement la pression initiale. Nous en concluons donc qu'il ne s'agit pas ici d'une question de profil, mais que la détente s'arrête lorsque la pression est suffisamment descendue au-dessous de celle de l'atmosphère d'évacuation.

L'influence des conditions initiales est également à considérer, en ce qui concerne l'irrégularité en face du raccordement de la partie divergente; à peine sensible lorsque la pression initiale ne dépasse pas $3,0 \text{ kg./cm}^2$, elle augmente très rapidement ensuite, se traduisant déjà par un ressaut de densité lorsque cette pression atteint $4,0 \text{ kg./cm}^2$.

La mesure des clichés n'exige pas nécessairement l'emploi de la machine à diviser; on obtient des résultats plus rapides en exécutant des agrandissements sur papier photographique, la position des franges se déterminant ainsi avec toute la précision désirable. Il n'y a pas lieu de considérer la distorsion possible du papier comme une cause d'erreur, car les différences d'échelle que l'on constate sur deux épreuves d'un même cliché sont tout à fait négligeables. Cette méthode est particulièrement commode lorsque le coin d'air a été réglé pour donner des franges sensiblement parallèles à l'axe; traçant celui-ci sur l'épreuve de comparaison, on détermine de place en place la distance de la frange la plus voisine, puis mesure les abscisses des intersections, sur l'épreuve du cliché exécuté pendant l'écoulement. On dispose alors de tous les éléments nécessaires au calcul de la densité, connaissant ainsi la valeur exacte de l'ordre d'interférence en chaque point de l'axe, avant et pendant l'expérience.

Il s'agit enfin d'assimiler la répartition des densités à celle d'un écoulement à deux dimensions, l'indice du gaz étant regardé comme uniforme suivant le trajet des rayons lumineux traversant la tuyère. Le fait que les franges présentent une forte courbure dans la région de la gorge peut laisser quelque inquiétude sur la légitimité de l'assimilation à un problème plan, car on peut imaginer une loi de variation analogue dans le sens de l'épaisseur ⁽¹⁾.

Sans doute, cette épaisseur restant rigoureusement constante, les différences correspondantes ne présenteront pas la même importance; mais la seule vérification expérimentale consiste dans l'étude de la forme des franges en fonction du profil de la tuyère, le coin d'air étant disposé comme sur la *figure I*.

La *figure V*, obtenue au moyen d'une tuyère à plus faible courbure, montre en effet des franges presque rectilignes; ceci nous autorise à considérer la densité comme très sensiblement uniforme dans une section normale à l'axe, l'écoulement étant ainsi réduit à une seule dimension. Nous en concluons donc qu'il ne peut exister de variation sensible d'indice dans le sens de l'épaisseur, ce que viendront confirmer d'une façon tout à fait satisfaisante les résultats exposés au chapitre suivant.

(1) Il est clair que la netteté des franges n'en serait pas modifiée, mais on ne pourrait dire la même chose de l'apparence des stries photographiées dans une tuyère de grande épaisseur. Les clichés publiés par PRANDTL conduiraient ainsi à une conclusion favorable.

Les vérifications que nous devons effectuer exigent la connaissance exacte de la section de la tuyère en fonction de l'abscisse comptée sur l'axe. Nous mesurerons la largeur délimitée par les cales de demi-millimètre en demi-millimètre, au moyen d'une machine à diviser, les valeurs adoptées correspondant à la moyenne des déterminations exécutées sur les deux faces.

DISCUSSION des RÉSULTATS

Après avoir mesuré soigneusement les cotes de la tuyère, et dressé les courbes de densité suivant l'axe, d'après des expériences exécutées à diverses pressions initiales, nous chercherons à comparer les résultats à ceux du calcul de la détente adiabatique, dans l'hypothèse la plus simple de l'écoulement à une dimension ⁽¹⁾. Ce calcul repose sur l'application de l'équation de continuité simplifiée, entre la densité, la section et la vitesse :

$$\rho u s = \text{Cte} = M.$$

On n'a pas nécessairement à supposer que le mouvement s'effectue par tranches parallèles, les grandeurs caractérisant l'état du gaz restant uniformes dans une section normale à l'axe. Nous savons, après avoir examiné nos clichés, que les surfaces de même densité présentent une courbure assez sensible dans la région de la gorge. Mais l'équation peut s'appliquer d'une manière plus générale à un écoulement dont les tubes de vitesse présentent des sections constamment proportionnelles à celle du canal, au moins dans le voisinage de l'axe ⁽²⁾.

Nous y adjoindrons la formule de SAINT-VENANT et WANTZEL, pour le calcul de la vitesse dans l'écoulement adiabatique d'un gaz parfait :

$$u = \sqrt{2 J C_p T_0 \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}},$$

avec les notations habituelles.

Il n'y a, en effet, aucune objection à soulever contre l'assimilation de l'air à un gaz parfait, dans les conditions où s'effectuent nos expériences; la pression initiale ne dépasse pas 4,0 kg./cm², et la température ne descend pas au-dessous de 0,60 T₀ (— 97° C), en fin de détente.

RATEAU ⁽³⁾, dans une étude du cas général, trouve des corrections de l'ordre de $\frac{\varepsilon}{4}$, en désignant par ε le rapport du co-volume au volume initial; ce terme est tout à fait négligeable ici.

(1) Voir par exemple : H. GEIGER et K. SCHEEL. — *Handbuch der Physik*, t. VII, p. 296.

(2) Pour l'étude du problème à deux dimensions, voir : TH. MEYER, *Dissertation*, Göttingen 1908; la solution indiquée ne pouvait s'appliquer ici, l'auteur ayant constaté des décollements peu après la gorge de la tuyère établie d'après son calcul.

(3) Voir E. RATEAU. — *Comptes rendus*, 168, 1919, p. 330 et 435.

L'équation de Poisson, appliquée aux densités et aux pressions :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

permet alors d'écrire l'équation de continuité sous la forme suivante, où n'interviennent plus que la température et la section :

$$M = s \sqrt{2 J C_p T_0} \rho_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \sqrt{1 - \frac{T}{T_0}}$$

On posera donc :

$$\theta = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \sqrt{1 - \frac{T}{T_0}}$$

et calculera les valeurs de θ en faisant varier l'argument $\frac{T}{T_0}$ de centième en centième, et en adoptant pour γ la valeur mesurée sur le gaz en question; connaissant ainsi la température en fonction de la section, nous n'aurons qu'à appliquer l'équation de Poisson pour en déduire immédiatement les autres grandeurs physiques, en fonction des conditions initiales.

Nous croyons devoir faire figurer ici le résultat de ce calcul, n'ayant trouvé de tableau complet dans aucune publication (nous aurons besoin, en particulier, des données relatives aux vitesses inférieures à celles du son, dans la discussion des mesures au moyen du tube de Pitot, chapitre IV). L'argument $\frac{T}{T_0}$ caractérisant l'énergie interne, paraît être le paramètre le plus commode d'emploi. Les premières colonnes de ce tableau s'appliquent à toutes les valeurs de la température initiale T_0 ; le calcul de la vitesse V la suppose égale à 20°C, ce qui a été réalisé dans toutes nos expériences. Le rapport des chaleurs spécifiques (seule grandeur expérimentale intervenant dans le calcul) a été pris égal à 1,404, d'après les mesures de LEDUC. Nous avons calculé, en outre, les valeurs critiques (correspondant à la section minima).

CALCUL DE LA DÉTENTE ADIABATIQUE ($\gamma = 1,404$)

$\frac{T}{T_0}$	$\frac{S}{S \text{ min.}}$	$\frac{\rho}{\rho_0}$	$\frac{p}{p_0}$	$\frac{v}{a^x}$	$\frac{v}{a_0}$	$v \text{ (20° c.)}$
						m./s.
0,99	2,6652	0,9755	0,9657	0,2438	0,2223	076,6
0,98	1,9326	0,9512	0,9322	0,3449	0,3145	108,1
0,97	1,6187	0,9274	0,8996	0,4221	0,3850	132,6
0,96	1,4382	0,9039	0,8677	0,4876	0,4448	153,1
0,95	1,3201	0,8807	0,8367	0,5454	0,4974	171,3
0,94	1,2370	0,8580	0,8065	0,5975	0,5449	187,7
0,93	1,1760	0,8356	0,7771	0,6453	0,5885	202,7
0,92	1,1299	0,8135	0,7484	0,6899	0,6292	216,7
0,91	1,0945	0,7918	0,7205	0,7317	0,6673	229,8

CALCUL DE LA DÉTENTE ADIABATIQUE ($\gamma = 1,404$)

$\frac{T}{T_0}$	$\frac{S}{S \text{ min.}}$	$\frac{\rho}{\rho_0}$	$\frac{p}{p_0}$	$\frac{v}{a^x}$	$\frac{v}{a_0}$	$v \text{ (20° c.)}$
						m./s.
0,90	1,0671	0,7704	0,6934	0,7716	0,7037	242,3
0,89	1,0448	0,7494	0,6670	0,8099	0,7386	254,4
0,88	1,0299	0,7287	0,6413	0,8449	0,7705	265,4
0,87	1,0178	0,7084	0,6163	0,8795	0,8021	276,2
0,86	1,0093	0,6885	0,5921	0,9126	0,8234	286,6
0,85	1,0037	0,6688	0,5684	0,9446	0,8615	296,7
0,84	1,0007	0,6495	0,5456	0,9756	0,8897	306,4
0,83195	1,0000	0,6341	0,5276	1,0000	0,9121	314,1
0,83	1,0001	0,6305	0,5233	1,0057	0,9172	315,9
0,82	1,0016	0,6119	0,5018	1,0347	0,9436	325,0
0,81	1,0049	0,5936	0,4808	1,0631	0,9695	333,9
0,80	1,0100	0,5756	0,4605	1,0908	0,9948	342,6
0,79	1,0168	0,5580	0,4408	1,1177	1,0193	351,0
0,78	1,0253	0,5406	0,4217	1,1441	1,0434	359,3
0,77	1,0353	0,5236	0,4031	1,1698	1,0669	367,4
0,76	1,0468	0,5070	0,3853	1,1948	1,0897	375,4
0,75	1,0598	0,4906	0,3679	1,2196	1,1123	383,1
0,74	1,0744	0,4746	0,3512	1,2437	1,1343	390,6
0,73	1,0904	0,4589	0,3350	1,2673	1,1558	398,0
0,72	1,1079	0,4435	0,3193	1,2906	1,1770	405,4
0,71	1,1270	0,4284	0,3042	1,3134	1,1978	412,5
0,70	1,1477	0,4136	0,2895	1,3359	1,2183	419,6
0,69	1,1699	0,3991	0,2754	1,3582	1,2387	426,6
0,68	1,1339	0,3850	0,2618	1,3796	1,2582	433,3
0,67	1,2196	0,3711	0,2486	1,4011	1,2778	440,1
0,66	1,2471	0,3575	0,2360	1,4223	1,2971	446,7
0,65	1,2765	0,3443	0,2238	1,4429	1,3161	453,2
0,64	1,3078	0,3311	0,2119	1,4638	1,3355	460,0
0,63	1,3413	0,3187	0,2008	1,4834	1,3530	465,9
0,62	1,3771	0,3063	0,1899	1,5034	1,3711	472,0
0,61	1,4151	0,2942	0,1795	1,5232	1,3894	478,4
0,60	1,4556	0,2824	0,1694	1,5427	1,4069	484,5
0,59	1,4989	0,2709	0,1598	1,5617	1,4243	490,5
0,58	1,5449	0,2597	0,1506	1,5806	1,4415	496,4
0,57	1,5941	0,2487	0,1416	1,5995	1,4587	502,4
0,56	1,6464	0,2381	0,1333	1,6177	1,4754	508,1
0,55	1,7022	0,2277	0,1252	1,6361	1,4921	513,9
0,50	2,0046	0,1798	0,0899	1,7245	1,5729	541,6
0,45	2,5304	0,1386	0,0623	1,8088	1,6498	568,1
0,40	3,2427	0,1035	0,0414	1,8892	1,7231	593,4

La simple inspection de ce tableau montre que la densité, la pression et la vitesse évoluent très rapidement aussitôt après l'étranglement; c'est donc en cette région que les comparaisons présenteront le plus de difficulté, et que la tuyère devra être exécutée avec le plus de précision pour obtenir une variation bien régulière de la section. Aussi, nos premières expériences seront-elles effectuées avec une tuyère assez fortement divergente, dont la largeur varie rapidement dans la région de la gorge de façon à réaliser si possible une courbe de détente d'un seul arc, évitant toute ambiguïté de ce côté. Pour un profil à faible courbure, dessiné sans précaution, le calcul indique, en général, une chute de densité très atténuée aussitôt après l'étranglement, la courbe présentant une sorte de palier (*fig. 13*).

La *figure 10* représente les points expérimentaux obtenus avec une première forme de tuyère, ainsi que la courbe théorique des densités sur l'axe. Les glaces sont distantes de 6,36 mm., une frange correspondant ainsi à une différence de 0,10823 sur la grandeur à mesurer ⁽¹⁾. La largeur est de 3,43 mm. à la gorge, tandis qu'elle atteint 5,60 mm. à la sortie, et 7,57 mm. au début de la partie accessible aux mesures. Le tableau indique alors un rapport $\frac{\rho}{\rho_0}$ de 0,96; on peut donc considérer la détente comme s'effectuant entièrement dans la région observable; la densité dans le réservoir se déduira des mesures par une extrapolation très sûre. En fait, les valeurs ainsi calculées se trouvent en bon accord avec les pressions lues au manomètre au moment de la prise des clichés.

Le tableau suivant a été dressé avec les mêmes éléments (cliché représenté par la *figure II*); la densité dans le réservoir nous est fournie avec une très bonne concordance par les premiers points de la courbe expérimentale, en utilisant les valeurs théoriques du rapport $\frac{\rho}{\rho_0}$; la valeur 3,446, adoptée pour calculer les nombres de la troisième colonne, donne une différence nulle pour le premier.

EXPÉRIENCE I
Densité initiale 3,446 (extrapolée)

POSITION SUR L'AXE DE LA TUYÈRE	DENSITÉ MESURÉE	DENSITÉ CALCULÉE	$\rho - c$	POSITION SUR L'AXE DE LA TUYÈRE	DENSITÉ MESURÉE	DENSITÉ CALCULÉE	$\rho - c$
mm.				mm.			
0,382	3,296	3,296		5,221	2,006	2,030	— 0,024
0,771	3,258	3,254	+ 0,004	5,439	1,952	1,976	— 0,024
1,207	3,202	3,198	+ 0,004	5,672	1,924	1,920	+ 0,004
1,564	3,148	3,148	0,000	5,906	1,896	1,851	+ 0,045
1,829	3,094	3,097	— 0,003	6,061	1,869	1,819	+ 0,050

(1) Dans tout ce qui suivra, nous adopterons pour unité la densité de l'air atmosphérique dans les conditions de l'expérience.

EXPÉRIENCE I (suite)
Densité initiale 3,446 (extrapolée)

POSITION SUR L'AXE DE LA TUYÈRE	DENSITÉ MESURÉE	DENSITÉ CALCULÉE	$o - c$	POSITION SUR L'AXE DE LA TUYÈRE	DENSITÉ MESURÉE	DENSITÉ CALCULÉE	$o - c$
mm.				mm.			
2,078	3,040	3,053	— 0,013	6,357	1,841	1,749	+ 0,092
2,311	2,986	2,996	— 0,010	6,637	1,786	1,687	+ 0,099
2,483	2,932	2,957	— 0,025	6,886	1,731	1,639	+ 0,092
2,654	2,877	2,910	— 0,033	7,151	1,675	1,586	+ 0,089
2,825	2,823	2,859	— 0,036	7,384	1,619	1,547	+ 0,072
2,996	2,768	2,810	— 0,042	8,006	1,508	1,453	+ 0,055
3,173	2,714	2,750	— 0,036	8,520	1,450	1,387	+ 0,063
3,370	2,660	2,673	— 0,013	9,127	1,393	1,320	+ 0,073
3,556	2,606	2,593	+ 0,013	9,656	1,334	1,265	+ 0,069
3,727	2,551	2,519	+ 0,032	10,356	1,275	1,200	+ 0,075
3,883	2,497	2,467	+ 0,030	10,963	1,216	1,146	+ 0,070
4,039	2,443	2,404	+ 0,039	11,663	1,156	1,093	+ 0,063
4,350	2,333	2,299	+ 0,034	12,425	1,095	1,039	+ 0,056
4,614	2,225	2,215	+ 0,010	13,608	1,029	0,964	+ 0,065
Étranglement				15,164	0,984		
4,879	2,116	2,136	— 0,020	15,553	0,973		
5,000	2,062	2,082	— 0,020	16,409	0,994		

Les points expérimentaux sont d'abord bien groupés autour de la courbe adiabatique, entre les densités 3,300 et 1,900, mais s'en écartent brusquement à l'endroit où nous constatons une cassure des franges, pour dessiner ensuite un second arc sensiblement parallèle au premier (*fig. 10*); cet arc correspond encore à une détente adiabatique, comme le montre le second tableau, comparant les ordonnées mesurées aux valeurs obtenues en multipliant par un même facteur (1,055) les densités théoriques, de façon à faire coïncider les origines des deux courbes.

POSITION SUR L'AXE	DENSITÉ MESURÉE	DENSITÉ CALCULÉE	$o - c$	POSITION SUR L'AXE	DENSITÉ MESURÉE	DENSITÉ CALCULÉE	$o - c$
6,357	1,841	1,845	— 0,004	9,127	1,393	1,393	0,000
6,637	1,786	1,780	+ 0,006	9,656	1,334	1,334	0,000
6,886	1,731	1,729	+ 0,002	10,356	1,275	1,266	+ 0,009
7,151	1,675	1,673	+ 0,002	10,963	1,216	1,209	+ 0,007
7,384	1,619	1,632	— 0,013	11,663	1,156	1,153	+ 0,003
8,006	1,508	1,532	— 0,024	12,425	1,095	1,096	— 0,001
8,520	1,450	1,463	— 0,013	13,608	1,029	1,027	+ 0,002

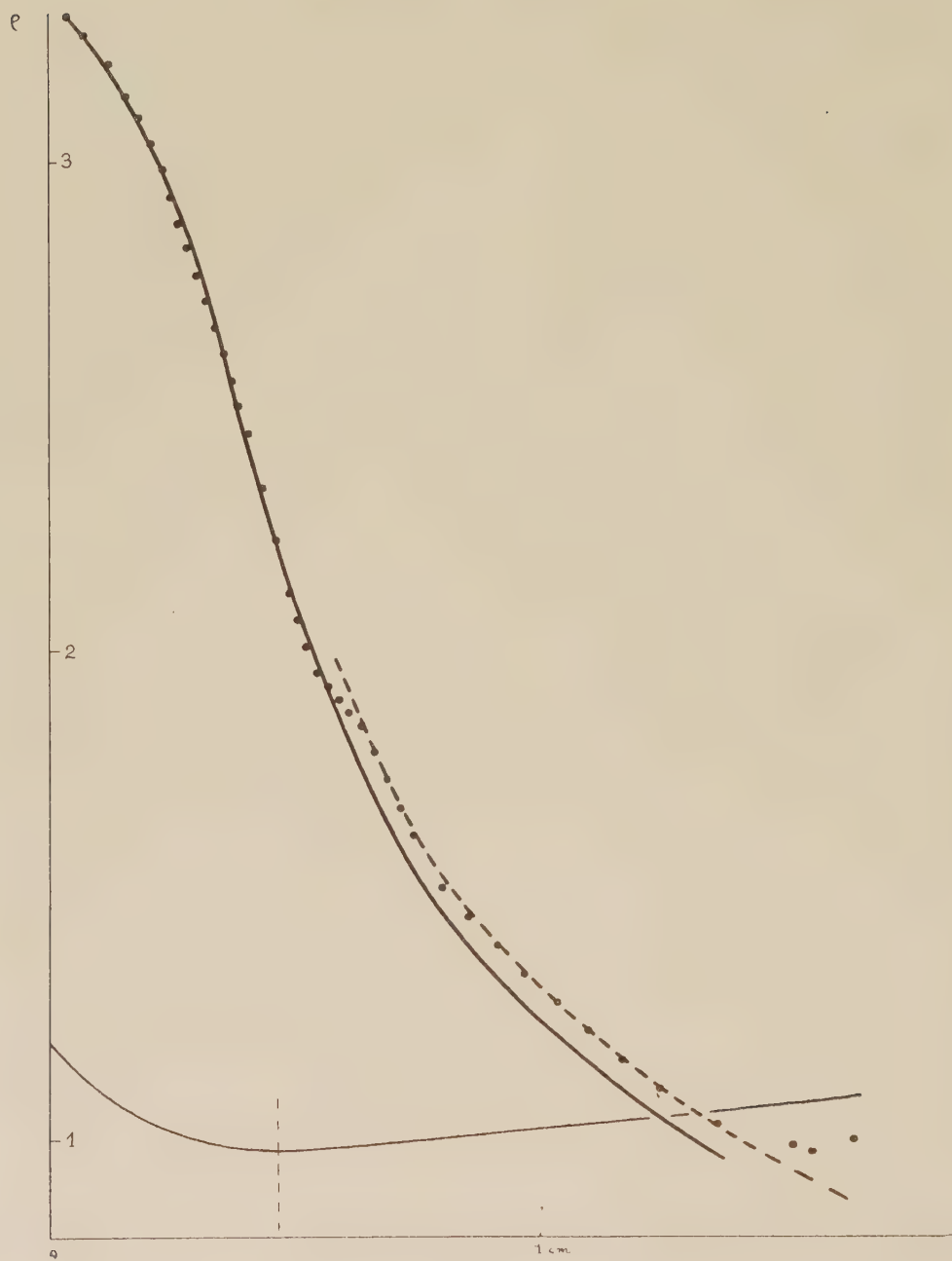


Fig. 10

Nous pourrions donc représenter le phénomène, d'une manière très satisfaisante, au moyen de deux branches d'adiabatique; le point figuratif passe de l'une à l'autre un peu après le dépassement de la célérité du son (la densité critique étant ici égale à 2,185). Le débit reste, par conséquent, celui prévu par la théorie, mais l'équation de continuité conclut à une perte de vitesse de 5,5 pour cent par rapport au calcul, à partir du moment où le décalage s'est produit. La discontinuité constatée sur les clichés, à l'endroit où la partie divergente se raccorde avec le profil de la gorge, introduit ainsi une perturbation définitive dans le reste de la détente.

La concordance avec le second arc d'adiabatique se poursuit jusqu'à la densité 1,000, atteinte un millimètre avant la sortie; l'extrémité de la courbe expérimentale présente la même forme que celles dessinées par STODOLA (1), d'après ses mesures de pression à l'orifice d'une tuyère sans décollement.

La densité à la gorge concorde très exactement avec celle indiquée par le calcul; l'allure tout à fait systématique des écarts sera confirmée par les résultats de l'expérience suivante.

Nous donnons ensuite les valeurs obtenues avec le cliché de la *figure III*, correspondant à une pression initiale plus faible (2,8 kg./cm²) et sur lequel le décollement apparaît bien symétrique par rapport à l'axe. L'influence du raccordement imparfait est à peu près négligeable ici, car il ne subsiste aucune différence systématique avec les résultats du calcul suivant le reste de la courbe (*fig. 11*). Jusqu'au décollement, le phénomène est bien représenté par une seule courbe adiabatique; si les écarts avec les éléments calculés sont un peu plus élevés que ceux de l'expérience précédente, le rapport extrême des densités se trouve en excellent accord avec la théorie. La densité remonte ensuite rapidement jusqu'à la sortie de la tuyère, suivant une loi presque linéaire, sauf une sorte de palier déjà très visible sur les franges, un peu avant le second passage par la célérité du son.

En examinant de plus près les écarts contenus dans la quatrième colonne, pour la première partie de la détente, nous constatons leur allure systématique bien accusée: les points expérimentaux se groupent suivant une courbe avec une très bonne précision, les erreurs probables étant bien inférieures aux différences, elles mêmes assez faibles, avec les éléments calculés. Il ne peut s'agir ici d'une erreur sur la densité (provenant, par exemple, des renforcements et estompages présentés par les franges), car les deux courbes, théorique et expérimentale, possèdent exactement la même disposition relative dans chacun des cas étudiés (la position initiale des franges ayant pris toutes les valeurs possibles). Le même résultat s'observe encore sur des tuyères de forme un peu différente. Nous en concluons simplement que l'hypothèse d'un écoulement à une dimension n'est pas vérifiée d'une façon tout à fait précise dans les régions de variation rapide de la section: la courbe expérimentale se rapproche un peu plus de la ligne droite, sans jamais présenter d'écart important.

(1) *Handbuch der Physik*, t. VII, p. 318, fig. 28.

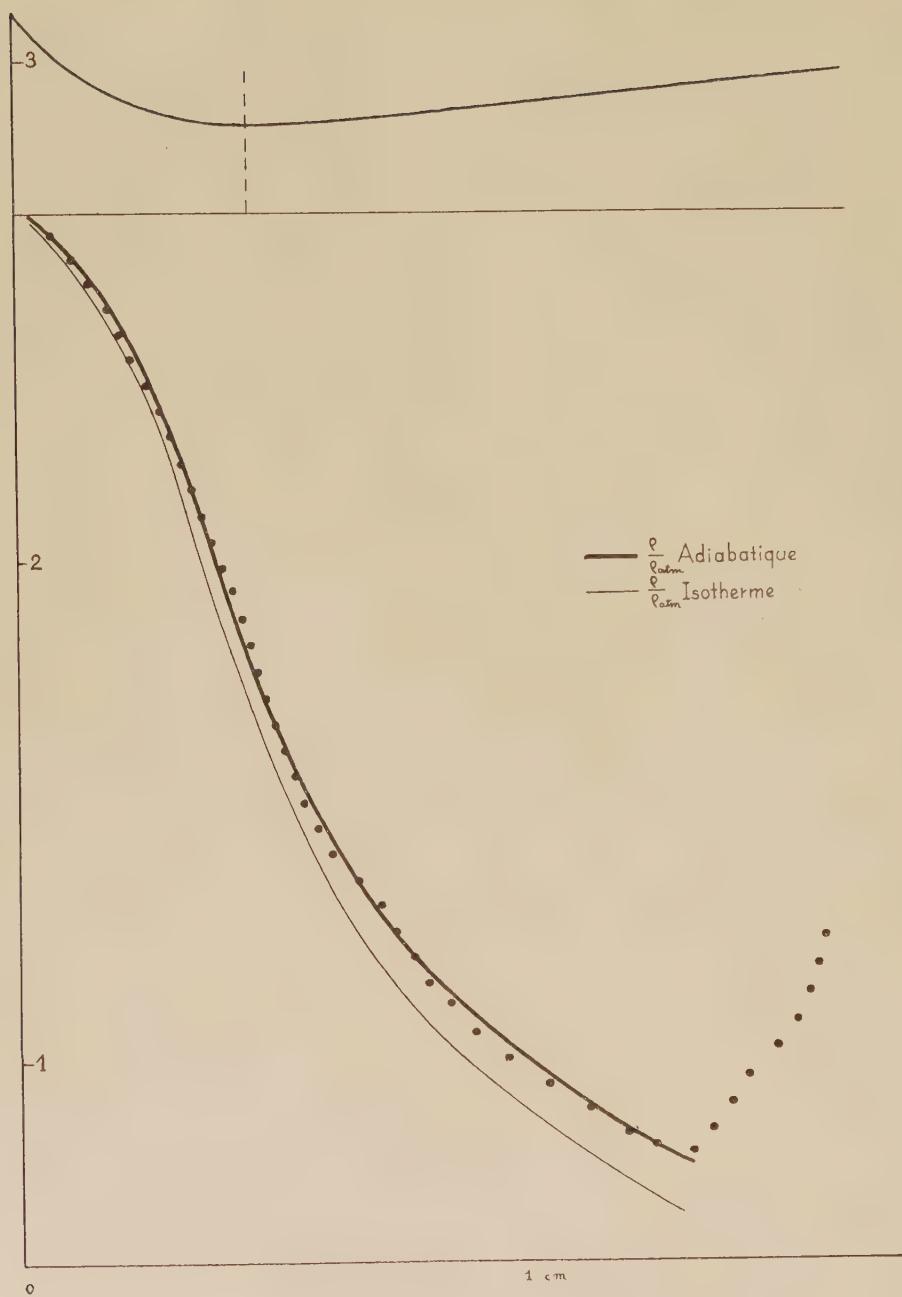


Fig. 11

Ces deux exemples schématisent l'ensemble des cas possibles avec cette forme de tuyère : détente adiabatique jusqu'à 0,5 kg./cm² environ, suivie d'un décollement avec compression rapide, dans le cas de faibles pressions initiales; brisure en deux arcs, de plus en plus accentuée, avec des valeurs initiales plus élevées. Ce dernier phénomène paraissant bien lié à une imperfection du tracé de la tuyère, il nous restait à l'éliminer au moyen d'un profil convenable pour serrer de plus près la théorie.

EXPÉRIENCE II

Densité initiale : 2,799 (extrapolée).

POSITION SUR L'AXE	DENSITÉ MESURÉE	DENSITÉ CALCULÉE	$o - c$	POSITION SUR L'AXE	DENSITÉ MESURÉE	DENSITÉ CALCULÉE	$o - c$
mm.				mm.			
0,715	2,652	2,652		5,922	1,460	1,497	— 0,037
1,117	2,603	2,606	— 0,003	6,204	1,408	1,444	— 0,036
1,466	2,553	2,569	— 0,013	6,714	1,357	1,357	0,000
1,815	2,502	2,520	— 0,018	7,144	1,306	1,291	+ 0,015
2,057	2,451	2,483	— 0,032	7,466	1,255	1,246	+ 0,009
2,272	2,399	2,444	— 0,045	7,815	1,203	1,205	— 0,002
2,580	2,349	2,382	— 0,033	8,097	1,152	1,174	— 0,022
2,835	2,298	2,325	— 0,027	8,526	1,101	1,129	— 0,028
3,064	2,246	2,272	— 0,026	8,996	1,050	1,082	— 0,032
3,278	2,194	2,199	— 0,005	9,627	0,999	1,028	— 0,029
3,493	2,142	2,133	+ 0,009	10,446	0,949	0,967	— 0,018
3,681	2,089	2,068	+ 0,021	11,264	0,899	0,901	— 0,002
3,882	2,037	1,997	+ 0,040	12,043	0,848	0,863	— 0,015
4,057	1,985	1,939	+ 0,046	12,580	0,824	0,831	— 0,007
4,258	1,933	1,881	+ 0,052	13,318	0,815	0,799	+ 0,016
4,446	1,880	1,830	+ 0,050	13,707	0,854		
4,594	1,827	1,791	+ 0,036	14,110	0,909		
Étranglement				14,472	0,964		Décollement
4,741	1,775	1,753	+ 0,022	15,036	1,019		
4,916	1,722	1,708	+ 0,014	15,452	1,074		
5,104	1,669	1,667	+ 0,002	15,694	1,129		
5,278	1,617	1,631	— 0,014	15,869	1,183		
5,466	1,564	1,590	— 0,026	16,029	1,237		
5,661	1,511	1,548	— 0,037				

La solution la plus simple consiste à roder progressivement les cales dessinant le profil de la tuyère, en tendant à réaliser une variation continue du rayon de courbure; on exécute un cliché de temps à autre, avec la même pression initiale, et note les aspects successifs présentés par les franges au

voisinage de la gorge. La méthode est assez rapide pour que l'on puisse résoudre le problème par approximations successives.

On constate d'abord que la cassure des franges se reporte en aval, à mesure que le raccordement se dessine; puis son importance diminue progressivement, et on arrive peu à peu à un résultat assez satisfaisant, comme le montre la *figure 12*, sur laquelle l'irrégularité après la gorge a complètement disparu. Mais, en continuant à polir le profil, on ne tarde pas à tomber sur une courbe de détente analogue à celle de la *figure 13*, en bon accord avec la loi adiabatique. La section variant peu autour de l'étranglement, la vitesse n'augmente que très lentement après avoir atteint la célérité du son; une telle forme peut présenter de l'intérêt pour certaines applications, où de trop grandes vitesses doivent être évitées.

Nous donnons ci-dessous les résultats obtenus avec le meilleur profil

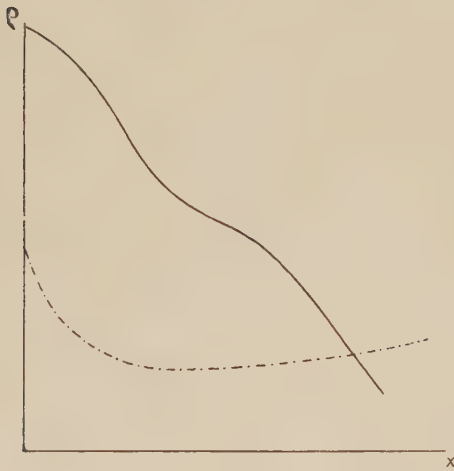


Fig. 13

ainsi réalisé, pour une pression initiale de 3,4 kg./cm², correspondant à une irrégularité importante dans le cas de la tuyère précédente. Le groupement des écarts a sensiblement la même allure, dans la première partie de la courbe, mais toute différence systématique avec la loi adiabatique disparaît, la même branche représentant d'une façon satisfaisante l'ensemble de la détente. Les points sont particulièrement bien groupés dans la partie divergente de la tuyère, où les surfaces de même densité sont à peu près planes.

La mesure du profil montre une forme très exactement parabolique jusqu'à une certaine distance de la gorge; nous

sommes ainsi arrivés d'une façon purement empirique, à donner au rayon de courbure des parois la loi de variation la plus régulière.

Le calcul de l'écoulement, établi dans l'hypothèse la plus simple de la détente adiabatique à une dimension, semble donc vérifié avec une bonne précision dans la majeure partie des cas. Nous pouvons, sur la seule connaissance des cotes d'une tuyère, établir d'avance les courbes de densité et de vitesse suivant l'axe, pour toutes les conditions initiales; nous savons que la détente se poursuit ainsi jusqu'à ce que la pression tombe à la moitié environ de celle de l'atmosphère d'évacuation; un décollement se produit alors, et tout se passe comme si la tuyère finissait en cet endroit. Mais le phénomène cesse d'être régulier en face d'une variation brusque du rayon de courbure, le reste de la détente présentant des différences systématiques avec la théorie. Il est absolument nécessaire, dans le cas où l'on veut conserver la loi de vitesse calculée, de profiler la tuyère avec le plus grand soin, la forme parabolique paraissant tout à fait satisfaisante. Pour une largeur minima d'un centimètre, les écarts d'exécution ne devront pas dépasser le micron au voisinage de la gorge.

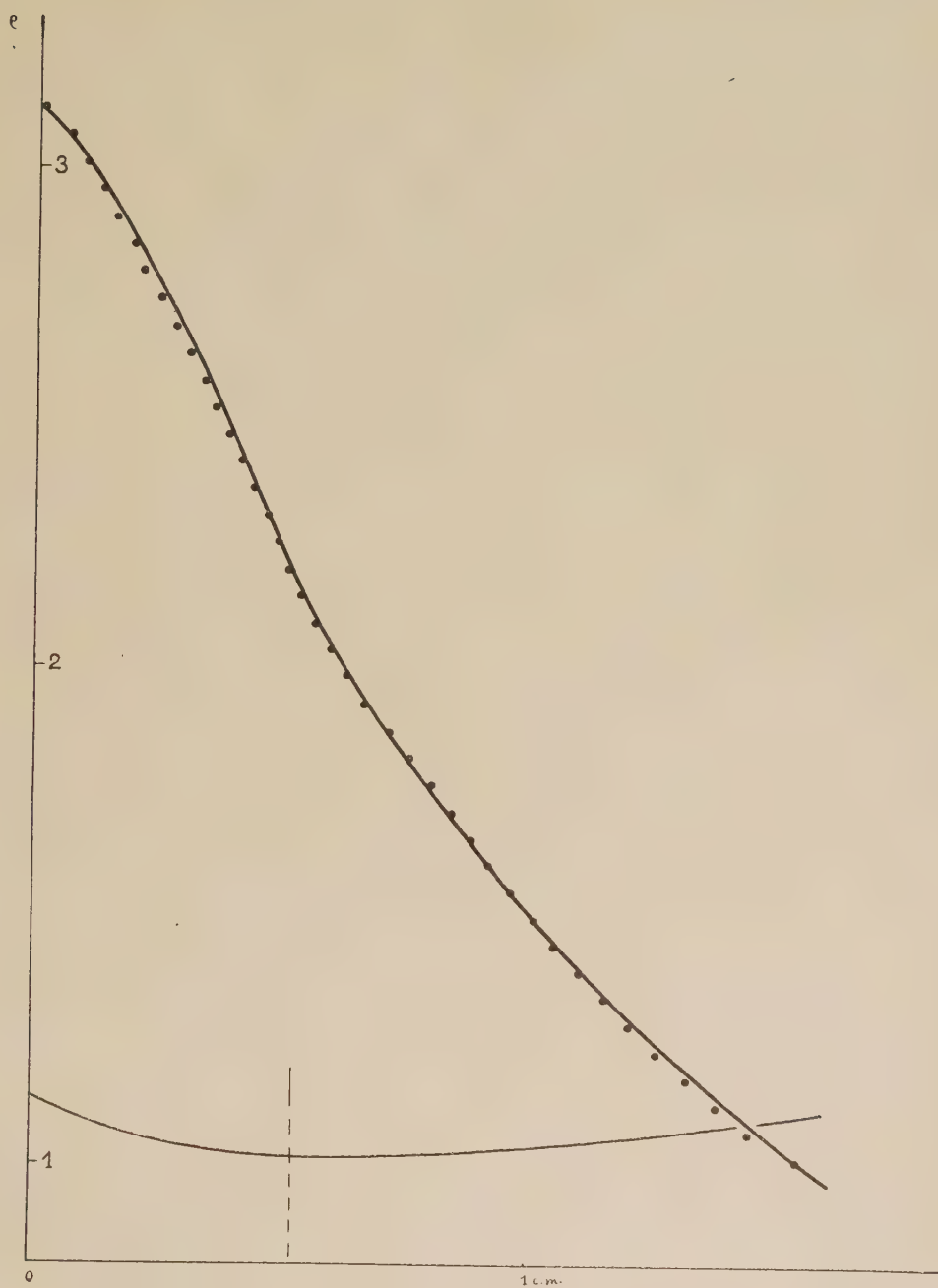


Fig. 12

La méthode interférentielle peut, dans certains cas, conduire à une mesure simultanée de la densité et de la vitesse (ou plutôt du rapport $\frac{u}{a}$ de la vitesse à la célérité du son dans la tranche considérée). Il suffit pour cela d'enregistrer les variations d'indice avec une précision suffisante pour mettre les stries en évidence par des lignes de cassure des franges.

TUYÈRE PROFILÉE

Densité initiale : 3,404 (extrapolée).

POSITION SUR L'AXE	DENSITÉ MESURÉE	DENSITÉ CALCULÉE	$o - c$	POSITION SUR L'AXE	DENSITÉ MESURÉE	DENSITÉ CALCULÉE	$o - c$
mm.				mm.			
0,10	3,120	3,114	+ 0,006	5,94	2,038	2,064	— 0,026
0,61	3,066	3,055	+ 0,011	6,27	1,989	2,015	— 0,026
0,96	3,011	3,012	— 0,001	6,61	1,929	1,955	— 0,026
1,28	2,958	2,970	— 0,012	7,12	1,875	1,880	— 0,005
1,54	2,903	2,930	— 0,027	7,54	1,821	1,820	+ 0,001
1,90	2,849	2,874	— 0,025	8,00	1,767	1,757	+ 0,010
2,08	2,795	2,846	— 0,051	8,40	1,713	1,701	+ 0,012
2,43	2,741	2,780	— 0,039	8,80	1,659	1,647	+ 0,012
2,72	2,687	2,724	— 0,037	9,15	1,605	1,608	— 0,003
3,02	2,633	2,663	— 0,030	9,60	1,551	1,551	0,000
3,31	2,579	2,601	— 0,022	10,08	1,496	1,492	+ 0,004
3,55	2,525	2,548	— 0,023	10,50	1,442	1,446	— 0,004
3,81	2,471	2,489	— 0,018	11,01	1,388	1,392	— 0,004
4,08	2,416	2,430	— 0,014	11,52	1,334	1,339	— 0,005
4,32	2,362	2,369	— 0,007	12,02	1,280	1,292	— 0,012
4,61	2,308	2,309	— 0,001	12,59	1,226	1,240	— 0,014
4,83	2,254	2,263	— 0,009	13,20	1,172	1,187	— 0,015
5,04	2,200	2,222	— 0,022	13,79	1,118	1,138	— 0,020
Étranglement				14,48	1,064	1,084	— 0,020
5,30	2,146	2,174	— 0,030	15,44	1,009	1,010	— 0,001
5,62	2,092	2,117	— 0,025				

Ceci fournit alors une comparaison assez directe des températures, dans tout le domaine où la célérité du son est dépassée; soient en effet ρ_1 et ρ_2 les densités dans deux tranches de sections s_1 et s_2 , u_1 et u_2 les vitesses, a_1 et a_2 les valeurs correspondantes de celle du son; nous mesurerons directement ρ_1 , ρ_2 , les rapports $\frac{u_1}{a_1}$, $\frac{u_2}{a_2}$ se déduisent de l'angle de Mach, et l'équation de continuité nous fournit la relation :

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

nous pouvons donc écrire :

$$\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} = \frac{a_1}{a_2} = \left(\frac{u_2}{a_2} : \frac{u_1}{a_1} \right) \frac{s_2 \rho_2}{s_1 \rho_1}, \text{ d'où } \frac{T_1}{T_2} \text{ pour deux tranches quelconques.}$$

L'application de l'équation de continuité simplifiée est tout à fait légitime dans la partie divergente, où la densité reste uniforme dans une section normale à l'axe.

Les stries n'apparaissent pas sur la plupart de nos clichés, et se traduiraient tout au plus, semble-t-il, par des déplacements d'un centième de frange. L'épaisseur utilisée n'est d'ailleurs que le cinquième de celle des tuyères de PRANDTL, mais il n'est pas possible d'adopter une telle valeur ici sans rendre impraticables l'observation et le réglage des franges; les deux phénomènes se présentent à des échelles trop différentes pour permettre leur mesure simultanée. Mais le second se trouve exceptionnellement grossi sur nos premiers clichés, les parois de la tuyère n'ayant pas encore été polies par le passage de l'air.

Celui de la *figure II* présente une strie particulièrement nette, un peu avant la sortie; en admettant, ce qui est exact pour un milieu continu, que l'angle de Mach fournisse directement par son sinus le rapport $\frac{a}{u}$, nous avons déterminé celui-ci en mesurant l'angle de la strie avec l'axe de la tuyère, la valeur trouvée : 42°10, donne ainsi :

$$\frac{u}{a} = 1,4895 \quad (\text{sur l'axe de la tuyère}).$$

La densité correspondante est égale à 1,262; nous effectuerons la comparaison avec la section minima, où sa valeur atteint 2,185. Le rapport $\frac{u}{a}$ étant pris égal à 1, d'après la formule d'HUGONOT ⁽¹⁾. L'équation précédente donne alors, le rapport des sections étant de 1,275 :

$$\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} = \frac{1}{1,4895} \times \frac{2,185}{1,275 \times 1,263} = 0,912, \text{ d'où } \frac{T_1}{T_2} = 0,831.$$

L'accord avec la valeur théorique 0,835 est tout à fait satisfaisant; en calculant inversement le rapport $\frac{u}{a}$ dans l'hypothèse adiabatique ⁽²⁾, on trouve ainsi 1,4851, soit un écart inférieur à 0,3 pour cent.

Comme aucun récepteur ne peut indiquer la température réelle d'un gaz en mouvement rapide, il semble qu'il n'y ait pas d'autre moyen d'atteindre cette grandeur. L'accord entre les résultats de PRANDTL, permettant de conclure

(1) Pour l'étude des cas où la formule d'HUGONOT est applicable, on pourra s'en référer à une note de M. E. JOUGUET, *Comptes rendus*, 194, p. 141, 1931. Les expériences de PRANDTL ne laissent aucun doute sur la légitimité de son emploi ici.

(2) Le cliché ayant servi à ces mesures a été exécuté au moyen du premier profil de tuyère, présentant une irrégularité après la gorge; pour en tenir compte, et effectuer ces comparaisons en toute rigueur, il nous a suffi d'utiliser l'équation de continuité.

à une répartition adiabatique du rapport $\frac{u}{a}$, d'une part, et nos déterminations de densité, d'autre part, ne laisse d'ailleurs pas la possibilité d'envisager une autre loi en ce qui concerne la température.

Nous sommes ainsi assurés de l'absence de toute perte d'énergie cinétique par frottement, au degré de précision de cette dernière détermination; elle se traduirait par un déficit important du rapport $\frac{u}{a}$, les deux effets de diminution de la vitesse et d'élévation correspondante de la température agissant ici dans le même sens; la conclusion ne saurait être douteuse, les formules adiabatiques indiquant pour ce rapport la plus grande valeur possible, par comparaison avec tout autre mode de détente.

Les résultats exposés au chapitre suivant confirmeront encore ce point; tout au plus, certains écarts s'interprèteraient-ils comme l'indication d'un déficit, de l'ordre de 1 pour cent sur la vitesse; nous ne ferons donc plus figurer l'hypothèse d'un frottement appréciable dans les discussions qui suivront, considérant la loi de répartition des vitesses comme calculable, avec une approximation suffisante, au moyen des formules de l'écoulement adiabatique.

CHAPITRE IV

ÉTUDE de l'ÉCOULEMENT AUTOUR des OBSTACLES APPLICATION au TUBE de PITOT

Connaissant la répartition des densités, des vitesses et des pressions dans une tuyère de Laval, nous pouvons chercher à contrôler les procédés ordinaires de mesure de ces grandeurs, en étudiant la façon dont se comporte un tube de Pitot, lorsque la célérité du son est dépassée. Nous disposerons donc un obstacle dans la partie divergente de la tuyère, et la méthode interférentielle nous donnera la répartition correspondante des indices.

On ne peut obtenir de résultats précis qu'en s'adressant au problème plan; l'obstacle occupera donc toute l'épaisseur du courant; sa largeur sera suffisante pour permettre la perception des franges, très serrées au voisinage du point d'arrêt, et la section offerte au passage du gaz se trouvera subitement réduite. Pour ne point modifier sensiblement le régime d'écoulement, nous effectuerons la mesure vers la sortie de la tuyère, dans la région où la célérité du son est largement dépassée, et où la vitesse n'évolue que très lentement en fonction de la section (tableau, page 28).

Nous avons vu comment la loi de détente devient très exactement adiabatique, si l'on a soin d'éliminer le décollement après la gorge par un raccordement convenable de la partie divergente; il suffit alors d'une pression initiale suffisante pour qu'en tous les points la vitesse se calcule en fonction de la section seule, indépendamment de toute mesure de densité. Nous nous assurerons que ces conditions sont bien remplies.

La figure 14 représente la tuyère, réalisée comme celles décrites au chapitre précédent; la région intéressante est recouverte de lames parallèles de 8 mm. d'épaisseur: la pression du gaz, toujours inférieure ici à celle de l'atmosphère, tend à appliquer les glaces sur leurs cales, ce qui facilite le sertissage; deux modèles ont été construits, de 3 mm. 15 et 6 mm. 20 d'épaisseur; le grand nombre de franges déplacées ne permet pas d'aller au delà.

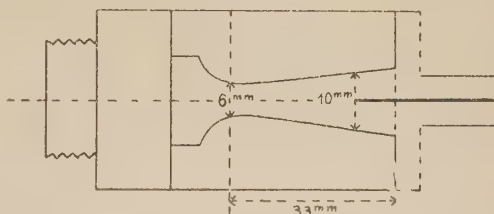


Fig. 14

On a recommandé pour ces études un profil à double courbure, l'obstacle étant placé dans la partie cylindrique; nous préférons le profil simple, à parois rectilignes, pour corriger dans une certaine mesure l'étranglement produit par l'obstacle, et appliquer avec plus de sécurité les formules de la détente adiabatique. L'angle des faces est de 10 degrés.

Le tube de Pitot est représenté par une lame de laiton de 0 mm. 6 d'épaisseur, occupant très sensiblement l'intervalle des deux glaces; le bord d'attaque, fini à l'émeri très fin, présente soit une face plane, soit un demi-cylindre ou un dièdre aigu. La lame est sertie dans une pièce en forme de T, perpendiculairement au plan des glaces, et sa rigidité est suffisante pour éviter toute déformation sous l'action du courant (si l'épaisseur descend au-dessous de 0 mm. 5, des vibrations de faible amplitude s'amorcent, et les franges disparaissent.

L'emploi de l'interféromètre de MICHELSON n'avait présenté aucune difficulté, tant qu'il s'était agi de mesurer une variation continue de la densité; ici, le passage de l'onde de choc provoque de grandes discontinuités d'indice, et sa structure même devant faire l'objet de cette étude, certaines précautions doivent être prises.

La présence de lames à faces parallèles dans les deux branches de l'interféromètre nous oblige encore à renoncer à l'éclairage en faisceau cylindrique. Le dispositif adopté, représenté par la *figure 15*, est analogue à celui de CRANZ et MACH; la source lumineuse (S) est placée dans le prolongement de l'un des bras, sans condenseur; une lentille achromatique L_1 (objectif de longue vue), disposée immédiatement à la sortie de l'interféromètre, en forme une image sur le diaphragme recouvrant l'objectif photographique L_2 ; les deux lentilles L_1 et L_2 forment sensiblement un système afocal; une très légère inclinaison de la tuyère et du compensateur suffit à éliminer toute lumière parasite.

Les dimensions portées sur la *figure 15* permettent d'assurer une luminosité suffisante, tout en diminuant le plus possible le diamètre apparent de l'étincelle; l'image définitive est réduite de 1,8 fois, par rapport aux dimensions de la tuyère, ce qui permet de conserver un pouvoir séparateur suffisant; les meilleurs résultats sont obtenus avec une étincelle entre électrodes de magnésium, de 3 mm. seulement de longueur.

Le réglage des franges une fois terminé, il est nécessaire d'assurer le retour exact du rayon lumineux sur lui-même, au point où la discontinuité de densité doit être enregistrée; il suffit, d'ailleurs, de réaliser cette condition au bord d'attaque de l'obstacle; autour de ce point, le dédoublement des deux rayons incident et réfléchi croît en raison de la distance, sans dépasser 0 mm. 3 aux bords du champ, et l'examen des clichés montre bien qu'aucune erreur appréciable ne peut en résulter sur la mesure de la densité. Il importe cependant de remarquer que seules les petites dimensions des appareils nous permettent l'emploi de l'interféromètre de MICHELSON; l'étude d'un champ étendu ne pourrait se faire qu'avec la modification de Zehnder-Mach, supprimant le retour des rayons.

Après avoir orienté la tuyère, nous plaçons un écran percé d'une fente en E (*fig. 15*), en cherchant la position pour laquelle les franges sont visibles

sans aucun profilage; nous savons alors que la source se trouve dans le plan normal au miroir passant par la fente, et nous la réglerons ainsi dans les deux directions; ce qui se fait d'une manière très précise, le dédoublement étant amplifié de trois à quatre fois pour la position de l'écran.

L'éclairage nécessite la dépense d'une centaine de watts, ce qui rend très rapide l'usure des électrodes; il convient donc d'effectuer ce réglage en peu de temps, après les avoir retouchées. Avec une étincelle de 3 mm., la mise au point peut se faire exactement sur l'obstacle, sans que les franges du coin d'air perdent de leur netteté.

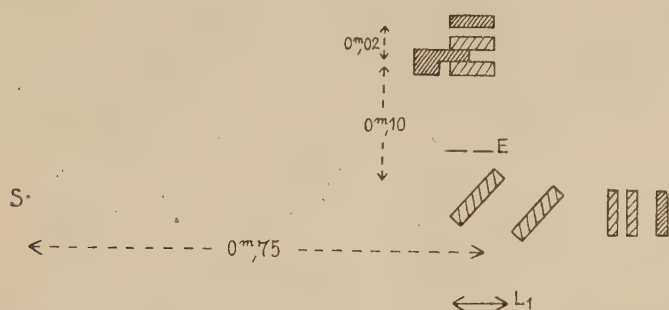


Fig. 15



La marche d'une expérience reste celle décrite au précédent chapitre; le temps de pose nécessaire ne dépasse pas $1/5$ de seconde, durée pendant laquelle les phénomènes sont parfaitement stables; le régime est établi pendant une seconde environ, pour la prise d'un cliché, et les franges se retrouvent bien à la même place.

Le gaz détendu doit être soigneusement purifié de toute trace d'huile provenant du compresseur; toutes les particules solides ou liquides en suspension se déposent sur les glaces, suivant la trace de l'onde de choc, et, avec un

débit de 30 litres par seconde, le système devient parfois opaque avant toute observation. L'emploi d'oxygène pur, en tubes, fournis par la société l' « Air Liquide », permet d'éviter cet inconvénient.

La pression initiale dans le réservoir nous est pratiquement imposée; si elle descend au-dessous de $3,0 \text{ kg./cm}^2$ absolus, la détente, comme nous l'avons vu, s'arrête avant la sortie de la tuyère; à partir de $4,0 \text{ kg./cm}^2$, les franges défilent en trop grand nombre devant l'obstacle pour être bien perceptibles en certains points; de sorte que nous devons nous tenir dans ces limites, en raison des dimensions de nos appareils.

La position du bord d'attaque de l'obstacle correspond à une section de 1,6 fois celle de la gorge; la vitesse est voisine de 500 mètres par seconde, soit sensiblement le double de la célérité du son à la température du gaz (-100°), et la pression, avant le choc, est tombée à $0,5 \text{ kg./cm}^2$ environ; la densité est un peu inférieure à l'unité, de sorte que les franges paraissent assez peu déplacées dans cette région. Nous les disposerons de préférence, parallèlement à l'axe de l'appareil, de manière à enregistrer d'une façon continue les variations d'indice dans le sens du courant. La symétrie des images est alors détruite par la direction du coin d'air.

La planche II représente l'aspect des franges au repos, et pendant le passage du courant, la *figure VII* correspond à une tuyère de 3 mm. 15 d'épais-



Fig. 16

seur et montre un phénomène complètement différent de ce que les épreuves strioscopiques permettaient de prévoir. Laissant à plus tard son interprétation, nous porterons à 6 mm. 20 l'épaisseur de la tuyère, de façon à nous rapprocher des conditions dans lesquelles ces

expériences avaient été exécutées; les clichés obtenus ont bien l'aspect prévu.

L'obstacle en forme de dièdre (*fig. VIII*), soulève une onde de choc qui semble partir d'une très petite distance de l'arête; le demi-angle au sommet est inférieur à l'angle de Mach, comme on l'avait déjà observé, mais l'onde paraît s'incurver rapidement dans le sens du courant. La perturbation provoquée en amont est très faible, mais on observe déjà une légère compression, quelques millimètres avant le choc.

L'indice augmente alors de 90 pour cent de sa valeur, au voisinage de l'arête; au pouvoir séparateur près de la plaque, la discontinuité est complète; son amplitude décroît régulièrement du centre vers les bords, où elle se trouve réduite des deux tiers; puis survient une détente dont la pente est d'autant plus prononcée que la compression a été plus importante.

L'onde de choc se réfléchit sur les parois de la tuyère, et s'amortit rapidement en perdant son profil aigu; mais aucune perturbation ne persiste en aval, la détente du gaz se poursuivant comme s'il n'y avait pas d'obstacle; ce qui paraît confirmer le mode de mesure des pressions dans un courant gazeux à grande vitesse: en perçant un trou aboutissant à quelque distance de l'arête (*fig. 16*), on enregistre très exactement la pression statique du milieu.

Le phénomène présenté par un obstacle plan (*fig. IX et X*), est plus

complexe. La *figure X* correspond à un coin d'air orienté de manière à déplacer les franges dans le sens du courant pour une augmentation de densité; d'après la *figure 17*, elles se dessèrent lorsque l'indice croît légèrement, se rapprochent ensuite, et vont toujours en se serrant dans les régions où le gaz se détend; c'est la disposition qui donne le maximum de sensibilité, en évitant la confusion des franges devant le point d'arrêt, où la meilleure définition doit être recherchée.

La répercussion du choc en amont se traduit sur la *figure IX*, par un redressement des franges beaucoup plus prononcé; le raccordement avec la détente adiabatique semble se faire d'une façon bien continue, et la compression va en croissant des bords vers l'axe, comme l'amplitude de l'onde qui lui fait suite. Celle-ci présente encore un côté aval bien vertical, mais ici son départ s'effectue à une distance du bord d'attaque sensiblement égale à la largeur de l'obstacle.

Après cette discontinuité, bien visible sur la *figure IX*, et qui porte sur cinq franges, le gaz continue à se comprimer jusqu'au point d'arrêt; les franges se présentent alors sous la forme de demi-circonférences, centrées sur ce point; de chaque côté, l'épaisseur de l'onde diminue rapidement, ainsi que la densité maxima. La détente est extrêmement rapide : les franges se serrent au voisinage de la lame, en cessant d'être perceptibles sur un demi-millimètre, mais la pente décroît très vite vers les bords.

On n'observe plus ici de zone non perturbée après la dépression, mais une sorte de creux suivi d'une nouvelle compression; l'onde ne paraît guère se réfléchir sur les parois de la tuyère, mais s'éteindre presque complètement à son contact. Il ne semble pas, à première vue, qu'un tube de Pitot de cette forme puisse servir à des mesures de pression.

L'obstacle, terminé par un demi-cylindre, conduit presque exactement au même résultat : la compression en amont du choc est un peu moins importante, mais l'onde elle-même présente la même structure. Comme on pouvait l'espérer, les perturbations en aval sont plus faibles, mais le régime de détente ne se retrouve pas; la répartition des franges autour du point d'arrêt est sensiblement la même.

La mesure des densités en tous les points d'un cliché peut être largement simplifiée, si l'on s'adresse à un procédé graphique : déterminer, à la machine à

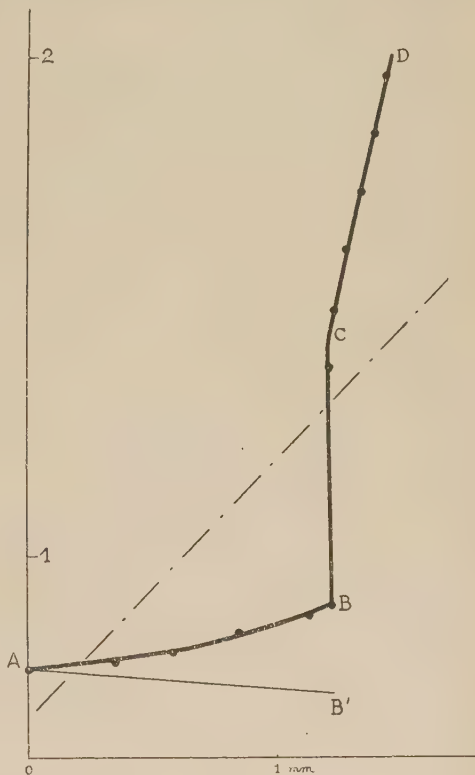


Fig. 17

mesurer, les positions exactes des franges sur les deux épreuves à comparer, est une opération extrêmement longue et dont la précision ne doit pas faire illusion; nous croyons pouvoir compter sur le dixième de la frange, en nous servant d'une méthode plus rapide, ne nécessitant aucune réduction (*fig. 18*).

On exécute des agrandissements au même rapport de l'image de comparaison (A), et de celle des franges (B) pendant l'écoulement (prises sur la même plaque); un tirage sur papier n'introduit aucune cause appréciable d'erreur, les déformations pendant le séchage étant bien inférieures à la limite de définition des franges. On exécute un calque de l'image (B), en suivant soigneusement la trace des franges; suivant l'intensité du cliché, les franges noires ou blanches du positif se dessinent avec plus de finesse; puis, on porte sur l'épure, celles de comparaison (A), faciles à définir si elles sont suffisamment rectilignes (seul avantage d'une bonne optique). On numérote enfin les unités de chacun des deux systèmes, en s'aidant des apparences périodiques.

Dans ces conditions, la courbe de niveau, lieu des intersections de franges de même numéro, correspond à la densité 1; de même celles pour lesquelles

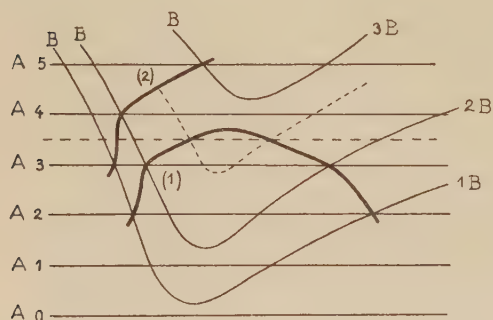


Fig. 18

les courbes A ont un numéro supérieur de n unités à celui des lignes B permettent de tracer la courbe de niveau ($1 + n$ franges); on obtient ainsi une définition complète de la surface des densités, en utilisant toutes les données d'un cliché. Les lignes d'égal indice présentent de fréquents rebroussements, et le nombre des points ainsi déterminés ne permet pas toujours un tracé précis, on doit donc, dans certains cas, chercher des intersections de courbes interpolées, comme le montre la *fig. 18*.

La méthode ne donne avec certitude la densité le long d'une paroi que si les franges en coupent l'image sous un angle suffisant; la direction et l'intervalle du coin d'air devront être choisis dans ce but.

Avec la tuyère de 6 mm. 20 d'épaisseur, une frange correspond à une variation de densité de 0,1109 dans le cas de l'air, de 0,1180 dans celui de l'oxygène (à 20°); les plus grands déplacements étant de dix à quinze franges, la précision correspondante atteint le centième; il est cependant préférable de mesurer à la machine certains points, dont la connaissance exacte est particulièrement nécessaire, lorsque les franges se pointent bien : la densité avant le choc est assez faible (0,7 à 0,9) et toutes les autres grandeurs lui étant proportionnelles, nous la déterminerons, de préférence, directement sur le cliché.

Comme pour l'étude de la détente, nous mesurerons toutes les dimensions de la tuyère à la machine à diviser; les sections seront déduites des moyennes entre les valeurs obtenues sur les deux faces, et, puisqu'il n'y a point de décollement à la gorge, les vitesses s'en déduiront tant que l'on restera sur la courbe de détente adiabatique, calculée au chapitre précédent.

Les figures 19 et 20 représentent la surface des densités dans les deux derniers cas étudiés, le gaz employé était de l'oxygène pur; la figure 17 représente la variation de densité sur l'axe jusqu'au point d'arrêt, dans le cas d'un

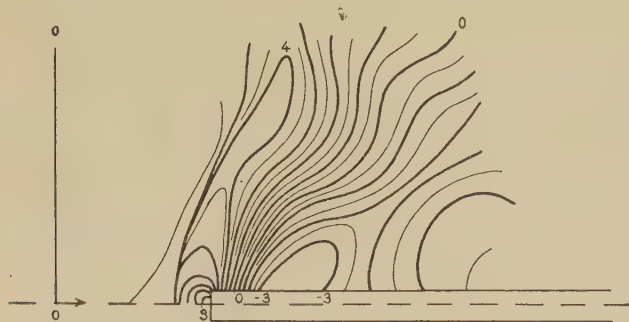


Fig. 19

obstacle plan. Elle montre les trois stades de la compression, la détente adiabatique cessant en A; on remarque que chacun des arcs est sensiblement rectiligne; l'arc AA' représente le phénomène adiabatique prolongé, et permet de calculer la vitesse au delà de A, par le rapport $\frac{\rho'}{\rho}$.

Il s'agit maintenant de comparer les résultats avec ceux du calcul développé dans le « Handbuch der Experimental Physik » (1), en raisonnant

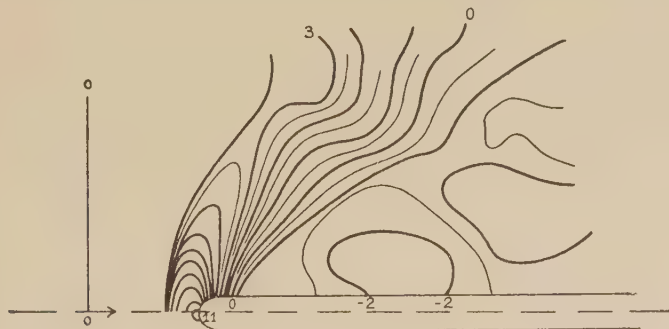


Fig. 20

cette fois sur les densités. Le meilleur cliché qui a servi à établir la figure 19 donne une densité de 1,998 au point d'arrêt: on doit supposer ici la détente adiabatique prolongée jusqu'à l'obstacle, afin de raisonner sur les conditions initiales, en l'absence de corps étranger, ce qui conduit à une valeur de 0,714 pour un rapport $\frac{V_0}{a^x}$ égal à 1,6339, a^x étant la vitesse du son à la gorge.

La formule de PRANDTL $V_0 V_1 = a^x$, nous donne après le choc :

$$\rho_1 = 0,714 (1,6339)^2 = 1,913; \quad V_1 = 0,6120 a^x.$$

(1) Voir A. BUSEMAN, dans le *Handbuch der Experimental Physik*, tome IV, volume 1, p. 458.

Le gaz se comprime ensuite adiabatiquement, jusqu'à annulation de sa vitesse : le tableau (page 28) donne, pour le rapport $\frac{V_1}{a_x} = 0,6120$.

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = 0,8518, \text{ d'où : } \rho_2 = 2,244, \text{ au lieu de } 1,998.$$

Le désaccord s'interprète immédiatement si l'on tient compte de la compression avant le choc, correspondant à une perte de vitesse, et diminuant le terme corrélatif; nous devons faire entrer dans la formule de PRANDTL le rapport $\frac{V_1}{a^x}$, correspondant au point B de la *figure 17*, et partir de la densité initiale 0,895; nous écrirons donc, 1,6281 a^x étant la vitesse en b' :

$$\frac{V_0}{a^x} = \frac{0,727}{0,895} \times 1,6281 = 1,3224$$

nous trouvons alors, pour l'instant qui suit le choc :

$$\rho_1 = (1,3224)^2 \times 0,895 = 1,565.$$

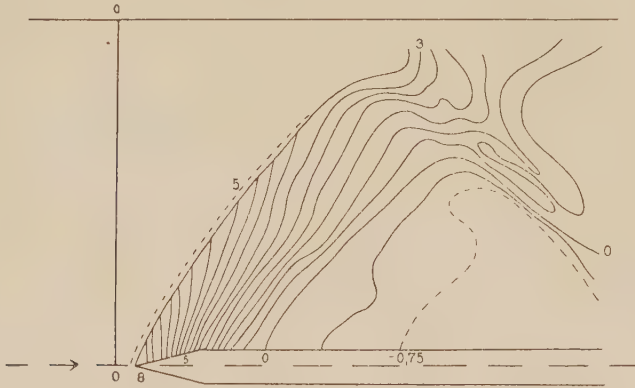


Fig. 21

La compression adiabatique donnant alors pour $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ la valeur 0,7787, nous trouvons pour densité au point d'arrêt : $\rho_2 = 2,010$, au lieu de 1,998.

La concordance est tout à fait satisfaisante, au moins en ce qui concerne la valeur finale; car, sur la courbe (*fig. 17*), la montée verticale s'arrête, sans aucune ambiguïté, à la densité 1,445 (l'aspect des franges nous permettant de prolonger le segment CD jusqu'à sa rencontre avec la verticale en B, et d'extrapoler pour avoir la valeur en C); de sorte que la discontinuité due au choc est en déficit de 16 pour cent par rapport à la formule de PRANDTL, si l'on admet que ce choc est rigoureusement stationnaire.

Une autre expérience, effectuée avec de l'air, conduit aux résultats suivants :

Densité en A : 0,889; en B : 0,977; en B' : 0,822. Densité mesurée après le choc : 1,731; valeur calculée : 1,814. Densité au point d'arrêt : 2,253;

calculée : 2,293 (la première méthode exposée conduisant à la valeur 2,541). Ici, la compression préalable est sensiblement moindre, tandis que la discontinuité mesurée atteint 90 pour cent de celle calculée. L'obstacle cylindrique donne enfin une densité finale de 2,218 au lieu de 2,278.

L'erreur commise est toujours par défaut; ceci ne doit pas nous surprendre, car le débit des tuyères industrielles reste un peu inférieur à celui que l'on calcule; les vitesses du tableau de la page 28 sont vraisemblablement un peu trop fortes, et, dans les conditions où nous nous trouvons, une erreur de 1 pour cent sur la vitesse entraîne une différence de 1,7 pour cent sur la densité calculée au point d'arrêt. En utilisant en sens inverse la valeur mesurée, nous devons retomber sur une estimation très exacte de la vitesse, immédiatement avant le choc.

La *figure 21* correspond à l'obstacle en forme de dièdre aigu; il n'est plus possible de mesurer la densité au point d'arrêt, l'évolution se faisant sur une longueur presque imperceptible; mais, on connaît, tout le long de l'onde de choc, la valeur correspondant au sommet de la crête; en l'extrapolant légèrement jusqu'à l'arête de l'obstacle, on trouve ainsi une densité de 2,061. Le calcul, effectué à partir des conditions initiales : $d_0 = 1,088$, $\frac{V_0}{a^x} = 1,3802$, donne 2,073 pour valeur de la densité après le choc. La discontinuité, dans ce cas où la répercussion en amont est négligeable, se trouve en très bon accord avec la formule de PRANDTL.

Seuls les deux premiers cas sont intéressants en ce qui concerne la mesure des vitesses; les formules qui ont servi au calcul de la table du « Handbuch der Experimental Physik » ⁽¹⁾ nous paraissent bien vérifiées par ces expériences; mais elles nous font connaître en plus l'existence d'un nouveau facteur, inaccessible à cette théorie : la vitesse décroît à partir d'une certaine distance en amont de l'obstacle, l'amplitude du choc en est réduite, et la densité finale est plus faible. La méthode ne peut donner, dans ces conditions, de résultat exact, puisque le régime d'écoulement est déjà modifié avec ce choc.

Comment, dans ces conditions, vont se présenter les mesures au moyen du tube de Pitot ? Nous supposons la pression correctement déterminée, dans une première expérience, avec un appareil analogue à celui de la *figure 16*; cherchant ensuite à connaître la vitesse, nous mesurerons la pression au point d'arrêt, par exemple avec un tube terminé par une face plane percée en son centre; le régime en sera modifié d'une manière inconnue, mais nous appliquerons toujours le calcul, en supposant la vitesse conservée jusqu'au choc. à partir de ces deux déterminations : il s'agit de se rendre compte de l'erreur commise.

Le tableau suivant indique, pour une même pression dans le réservoir, égale à 3,5 kg./cm², la densité au point d'arrêt en fonction de la perte de vitesse; on peut raisonner d'une manière équivalente sur les pressions, mais nous préférons nous servir ici des grandeurs accessibles aux procédés optiques;

(1) Tome IV, volume 1, p. 459, rédigé par A. BUSEMAN.

puis, supposant cette densité fournie comme résultat d'une mesure, nous avons calculé les valeurs correspondantes de la vitesse, en supposant connue la densité en l'absence d'obstacle (l'orifice du tube de Pitot est supposé correspondre, comme dans nos expériences, à un rapport des sections de 1,6); la colonne suivante représente les erreurs ainsi commises sur la véritable vitesse, égale ici à $1,6 a^x$ (il se trouve que la valeur $1,6 a^x$ est atteinte dans la section de 1,6 fois, exactement, celle de la gorge). Dans le cas limite où le choc n'existe plus, on voit aisément que la densité finale est égale à :

$$\rho_0 \propto \frac{S_{\text{minimum}}}{S}$$

Perte de vitesse % .	0	5	10	15	20	25	30	37,5 (limite)
Densité au point d'arrêt	2,623	2,539	2,459	2,385	2,317	2,260	2,202	2,187
Vitesse conclue....	$1,600a$	1,568	1,538	1,509	1,482	1,459	1,435	1,429
Erreur sur la vitesse %	0	2,0	3,9	5,7	7,4	8,8	10,3	10,7

On voit donc qu'une très faible chute de vitesse suffit à diminuer sensiblement la précision, si on en ignore l'existence; dans les cas étudiés ici, elle varie entre 19 et 23 pour cent, de sorte qu'un tube de Pitot ainsi établi serait absolument inutilisable. Il est vrai que la méthode interférentielle, nécessitant l'étude du problème plan, impose de grands rapports d'obstruction, et nous place dans un cas particulièrement défavorable; comme nous n'avons presque rien constaté de tel avec une forme effilée, il y a lieu de penser que ce phénomène si gênant pourra être éliminé dans la pratique. Mais, il paraît indiqué, lorsqu'un problème de mesure d'une grande vitesse se pose, d'explorer le domaine de variation de l'indication, en fonction du diamètre du tube; si, en le diminuant, on arrive à une indication constante, le calcul pourra se faire avec plus de sécurité.

Cependant, le cas peut se présenter où la tuyère est de petites dimensions, et où une pression élevée impose l'emploi d'un appareil solide; il semble bien préférable de chercher à se placer dans l'autre cas limite, où un grand rapport d'obstruction supprime le choc; on fera croître le diamètre du tube jusqu'à indication constante. Soit alors ρ_0 la densité initiale, ρ_2 sa valeur au point d'arrêt, il apparaît immédiatement que ces deux grandeurs sont liées par la relation :

$$\rho_2 = \rho_0 \propto \frac{V_0}{a^x \times 0,63413},$$

le coefficient 0,63413 étant le rapport critique des densités. On raisonnerait de même pour les pressions, mais il est alors nécessaire de connaître la température en un point (au contact du tube par exemple).

Ce cas extrême est précisément celui du cliché n° VII, planche II; la *figure 22* représente la surface des densités : on voit que la vitesse tombe, en amont de l'obstacle, au-dessous de la célérité du son, puis croît de nouveau en la dépassant très légèrement, une nouvelle compression s'effectue sur un intervalle très petit, et la densité finale mesurée est de 2,384 au lieu de 2,359, valeur calculée en l'absence de choc. Le calcul basé sur la vitesse restante, égale à 1,059 α avant cette dernière compression, donne 2,383; mais ici, l'erreur commise sur la vitesse, en négligeant cette correction, n'aurait pas dépassé 1 pour cent.

En résumé, la densité contre un obstacle n'est pas calculable, *a priori*, pour tous les exemples possibles; mais nous avons trouvé deux cas limites pour lesquels le problème se résout simplement, et, suivant les conditions

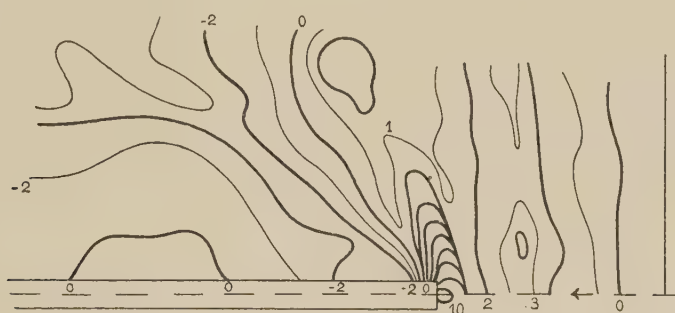


Fig. 22

expérimentales, on devra chercher à se placer le plus près possible de l'un ou de l'autre. Le premier est celui envisagé par le « Handbuch der Experimental Physik », où l'on suppose que la vitesse n'est pas modifiée jusqu'au choc; la formule de PRANDTL permet alors de connaître la valeur de la densité au point d'arrêt; le second est celui où le choc a disparu, et où la compression s'effectue adiabatiquement, à partir de la vitesse du son.

Nous aurons à formuler une conclusion beaucoup plus simple, relativement à la mesure des pressions statiques. En se servant des indications de la *figure 21*, on établira la sonde au moyen d'un tube cylindrique terminé par un cône (le demi-angle au sommet sera de 15 à 20 degrés), la prise de pression étant située à une distance de la pointe au moins égale à 4,5 fois le diamètre extérieur, sans que sa position exacte doive être précisée davantage : la surface des densités ne fait prévoir aucune correction à apporter aux lectures du manomètre.

APPLICATION de l'INTERFÉROMÈTRE de M. DANJON à l'ÉTUDE de l'ÉCOULEMENT AUTOUR des OBSTACLES

L'interféromètre de MICHELSON nous a permis de dessiner, avec une certaine précision, la surface des densités caractérisant un écoulement à deux dimensions autour d'un obstacle. Mais certains points méritent encore une étude particulière, en vue d'interpréter les apparences présentées par les images strioscopiques, dont les résultats exposés plus haut ne donnent pas une explication suffisante. En outre, PRANDTL affirme qu'il y a une véritable discontinuité dans le choc, ou tout au moins que l'épaisseur de la région intéressée est inférieure au micron; malgré les précautions prises, un interféromètre à retour de rayons ne semble pas un instrument particulièrement indiqué pour de telles vérifications.

L'appareil de MACH aurait mieux répondu à ces conditions, toutefois une occasion s'est présentée d'utiliser une méthode différente, très proche de la strioscopie. Sur les conseils de M. DANJON, nous avons appliqué à cette étude un interféromètre imaginé par lui, et construit en vue de recherches diverses d'astronomie physique ⁽¹⁾. Il lui a déjà permis, en particulier, une étude de la scintillation par des procédés entièrement nouveaux. Le modèle appartenant à l'observatoire de Strasbourg a pu être utilisé immédiatement dans nos recherches, et la simplicité du montage nous a semblé particulièrement avantageuse.

Un système de quatre lames, semblable à celui de ZEHNDER-MACH, est monté d'une manière très rigide sur deux supports A, B, C, D, A', B', C', D', dont l'un peut tourner autour de l'axe XX' (*fig. 23*). Laissant d'abord confondus les plans A, B, C, D, A', B', C', D', on éclaire l'appareil avec une source ponctuelle S (pointolite) placée à grande distance, et fait apparaître les franges du coin d'air; ces franges n'étant pas localisées, se peignent avec une parfaite netteté sur le verre dépoli PQ, quel que soit sa distance à l'objectif O.

Faisant ensuite tourner lentement le plateau A', B', C', D', autour de l'axe XX', nous séparons les deux rayons venant interférer en P; leurs chemins optiques restent sensiblement égaux à l'intérieur de l'appareil (en réalité, les franges défilent très lentement), mais ils ont traversé l'espace entre la source et la première lame avec un décalage perpendiculaire au plan de la figure; toute variation d'indice sur ce parcours se traduit ainsi par un déplacement des franges permettant l'étude d'un milieu entièrement extérieur à l'interféromètre.

(1) A. DANJON. — *C. R.*, 174, 1922, p. 1408 et 183, 1926, p. 1.032.

Cependant, le raisonnement de MICHELSON, conduisant au calcul de la netteté des franges fournies par deux sources ponctuelles à l'infini, peut s'appliquer ici; il montre que leur disparition est complète lorsque le décalage atteint la valeur :

$$L \sin \alpha = 1,22 \frac{d \cdot \lambda}{2 \varepsilon} \quad (1)$$

α désigne l'angle de rotation et $\frac{\varepsilon}{d}$ le diamètre apparent de la source; ce dernier limite donc le dédoublement possible des deux faisceaux. En adoptant pour $L \sin \alpha$ une valeur sensiblement inférieure, égale au tiers par exemple, de la limite calculée, le contraste des franges reste bien suffisant au point de vue photographique; l'appareil servira surtout à l'état de striographe, l'écartement des rayons atteignant au maximum 1/3 de mm. en avant du premier séparateur.

Nous disposons la source à 2 m. 50 environ de l'interféromètre : la tuyère à 10 cm. en avant de celui-ci, reçoit donc un faisceau de rayons très sensiblement parallèles, en raison de ses petites dimensions. Son axe est normal en plan de la figure, et parallèle à la direction du dédoublement; l'objectif photographique O est au point sur la tuyère, et en donne une image réduite de 2,5 fois environ; le point conjugué de la source est très voisin du foyer, et les franges s'observent dans tout le cône de rayons s'appuyant sur l'objectif (fig. 23).

Les deux combinaisons possibles de surfaces fournissent, comme dans l'appareil de MACH, deux images de la tuyère correspondant à deux systèmes de franges. L'épaisseur des lames de l'interféromètre est suffisante pour séparer complètement ces deux images, et les faisceaux, diaphragmés par les cales réalisant le profil, n'empiètent pas l'un sur l'autre.

La lumière parasite est ainsi éliminée sans aucun réglage, et on se contentera de ne déposer sur les lames qu'une légère semi-argenture, après avoir choisi le meilleur système de franges. On obtient ainsi le maximum de luminosité, condition absolument nécessaire ici.

Les glaces de la tuyère sont disposées exactement perpendiculaires à la direction des faisceaux, ce qui se fait en observant les images réfléchies de la source. L'interféromètre ne comportant pas de coulisse, son réglage est assez délicat; l'emploi de l'éclateur au magnésium permet cependant de faire défiler les franges, dont la netteté s'accroît jusqu'à l'ordre zéro. En lumière blanche,

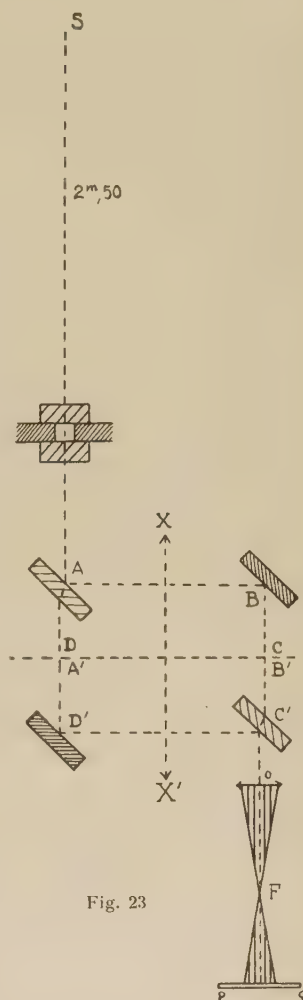


Fig. 23

(1) Pour une source circulaire, voir A. A. MICHELSON. — *Astrophysical Journal*, t. 51, 1920, p. 257.

on doit faire coïncider simultanément les images d'un objet proche et d'un objet éloigné pour faire apparaître les franges dans le champ.

La source lumineuse la plus commode est certainement l'arc au tungstène; avec les dimensions de la *figure 23*, le temps de pose nécessaire ne dépasse pas 1/2 seconde. La température des boules n'étant pas très élevée, le spectre est fort peu intense au-dessous de $4.500 \text{ \AA}$; avec des plaques ordinaires, on photographie ainsi sans écran, six à sept franges bien contrastées et équidistantes, correspondant à la longueur d'onde effective $4.666 \text{ \AA}$. Dans ces conditions, en admettant pour la boule utilisée un diamètre de 1 mm., le terme $1,22 \frac{d\lambda}{2\varepsilon}$ atteint 0 mm. 71; on peut alors porter le décalage à 0 mm. 3, sans nuire à la netteté des franges.

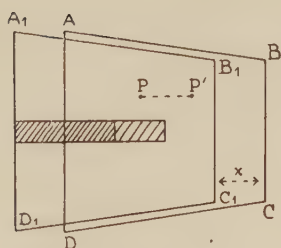


Fig. 24

Pour en enregistrer un plus grand nombre, nous avons dû nous adresser à l'étincelle entre électrodes de magnésium; son éclat moindre oblige à lui laisser une longueur de 2 mm. au moins, pour obtenir la même luminosité; la longueur d'onde est plus faible ($3.834,3 \text{ \AA}$), de sorte que le dédoublement ne doit pas dépasser 0 mm. 15 dans ces conditions; en fait, nous utiliserons surtout cette source, la diminution de sensibilité, due à un décalage moindre, étant en partie compensée par l'emploi d'une longueur d'onde inférieure. L'épaisseur de 6 mm., adoptée précédemment pour la tuyère, est encore celle qui convient le mieux ici.

L'appareil porte une graduation en minutes, permettant de lire l'angle α ; on en détermine aisément le zéro en cherchant la position correspondant au maximum de contraste des franges, observées avec une source de grand diamètre apparent (en tournant, par exemple, de 90° l'ampoule de la pointolite, pour voir les deux boules à la fois). On règle ainsi approximativement l'écartement des deux faisceaux avant l'expérience; mais, comme l'angle est petit, une précision suffisante sur la mesure du décalage ne peut s'obtenir qu'en pointant les deux images photographiées à la machine à diviser.

La *figure 24* représente, avec un décalage (x) très exagéré, l'aspect d'un cliché; les franges se forment dans la zone de recouvrement des deux trapèzes A, B, C, D, A', B', C', D'; nous rapporterons toutes les données à l'image A, B, C, D, puisque l'obstacle ne vient pas se profiler sur elle; soit P un point de cette image; un rayon lumineux, normal au plan de la figure et traversant celle-ci en P, perce l'autre en un point homologue de P' dans A, B, C, D; le déplacement de franges observé en P correspond alors à la différence de densité entre les points P et P', distants de x . Le sens de ce déplacement ne dépend que du coin d'air initial, les deux images jouant évidemment le même rôle dans la formation des franges.

Comme avec l'interféromètre de MICHELSON, on peut orienter les franges à volonté, et disposer du sens du coin d'air de façon à ce qu'une augmentation de densité de P' à P, par exemple, déplace les franges dans un sens ou dans

l'autre; il y a toujours intérêt à augmenter le nombre de franges dans la région où la densité varie le plus rapidement; mais tous ces réglages modifient légèrement le décalage des deux faisceaux et doivent être faits en premier lieu.

L'aspect des clichés est tout à fait particulier : dans les régions où la densité varie d'une manière continue, les différences seront assez faibles entre deux points distants de x , et les franges seront peu déplacées; on mesure ainsi des pentes, et non des ordonnées; dans le cas d'une variation linéaire, l'aspect n'en est pas changé, mais toutes les franges sont déplacées de la même quantité; une variation régulière perpendiculairement à la direction du décalage ne se manifeste par aucune torsion. Survienne une discontinuité, les déplacements atteignent, au contraire, la même valeur qu'avec l'interféromètre de MACH.

Tout ceci fait apparaître avec beaucoup d'évidence les chocs, décollements, etc., et localise exactement ces phénomènes, même s'ils sont trop faibles pour se dessiner nettement sur les surfaces de densité précédemment obtenues.

Les défauts des lames de la tuyère sont beaucoup trop faibles pour intervenir dans ces conditions : on peut, sans inconvénient, remplacer les pièces d'optique par de la glace de Saint-Gobain convenablement choisie; seules sont encore visibles les irrégularités dues à l'interféromètre lui-même.

Une difficulté assez sérieuse peut se présenter dans l'interprétation des clichés; on observe fréquemment des rebroussements et des doublements dans les régions où la densité varie rapidement, et, dans l'intervalle de deux franges de même numéro, des maxima et minima d'opacité ne correspondant pas à un ordre d'interférence entier; la photométrie d'un tel phénomène étant très incertaine, aucune mesure précise ne peut être faite sur ces fausses franges. Le réglage préalable du coin d'air doit être modifié pour éliminer ces apparences toutes les fois qu'elles se présentent.

Les expériences ont été exécutées dans les mêmes conditions qu'avec l'interféromètre de MICHELSON; la pression initiale est restée égale à 3,5 kg./cm², mais le temps de pose a dû être porté à une demi-seconde.

La *figure XI*, planche III, reproduit un cliché exécuté avec l'arc au tungstène; aucun déplacement appréciable n'est visible en amont de l'onde de choc; on distingue bien, immédiatement avant l'obstacle, une zone de compression marquée par un resserrement des franges, et suivie de chaque côté par la détente; on remarque aussi la réflexion de l'onde sur les parois, indiquée par des stries en dehors du domaine des franges. En outre, la fin de la détente est accusée par une ligne de cassures, également prolongées par des stries; ce phénomène paraît correspondre à l'onde intermédiaire, visible sur les photographies de projectiles cylindriques ⁽¹⁾. Ici, également, l'angle avec la direction du mouvement est inférieur à l'angle de MACH.

Les autres clichés ont été exécutés au moyen de l'étincelle entre électrodes de magnésium. Celui de la *figure XII* correspond sensiblement au même réglage du coin d'air. Le bord amont de l'onde de choc se détache bien sur le fond des

(1) CRANZ. — *Handbuch der Balistik*, t. III, p. 396; on trouvera le cliché reproduit dans le *Handbuch der Physik*, t. VII, p. 337, fig. 60.

franges rectilignes; on ne voit pas, à proprement parler, de réflexion sur les parois, car la perturbation s'y amortit très rapidement; par contre, une nouvelle onde prend naissance à leur contact, quelques millimètres en amont, croise la première, et se propage de l'autre côté en déplaçant les franges sur son passage; nous retrouvons ici une manifestation de la répercussion du choc en amont, constatée sur les clichés de l'interféromètre de MICHELSON. La réflexion de cette onde sur la lame paraît encore s'effectuer de la même manière.

La *figure XIII* a été obtenue avec un coin d'air orienté perpendiculairement à l'axe de la tuyère : disposition avantageuse pour mettre en évidence la discontinuité d'indice sur le front de l'onde de choc. L'examen du cliché permet d'affirmer que l'on franchit ainsi près de quatre franges, sur un intervalle inférieur au $1/40$ de mm. La discontinuité existe, au pouvoir séparateur près de la plaque, et son amplitude s'accorde ici très sensiblement avec la valeur calculée. Mais, il est facile de constater que cette structure se désorganise, à mesure que l'onde s'incurve, sans qu'il reste aucune trace de choc à son arrivée à la paroi.

Les franges se redressent très légèrement en amont; la détente se traduit par un déplacement d'amplitude croissante des bords vers l'axe. Le phénomène est encore mieux visible sur la *figure XIV*, correspondant à un obstacle cylindrique; on reconnaît ainsi les deux petites zones de dépression, dessinées par ACKERET ⁽¹⁾, autour d'un cylindre; elles représentent une pente particulièrement accentuée de la surface des densités.

Le dièdre aigu donne lieu à des observations analogues; la discontinuité se présente avec la même netteté, sur le front de l'onde de choc, qui semble partir du voisinage immédiat de l'arête; cette forme se dégrade progressivement au cours de la propagation vers les bords, et la réflexion sur les parois présente les mêmes singularités; les petites zones de dépression de chaque côté de l'obstacle sont encore plus prononcées. Enfin, lorsque l'angle des faces devient supérieur à celui des ondes de choc au départ, le début de la compression s'en trouve reporté à l'avant de l'arête, d'une distance égale à l'épaisseur de la lame jouant le rôle d'obstacle; l'aspect général est alors celui présenté par un obstacle cylindrique ou plan.

La détente de l'air dans une tuyère sans obstacle ne donne, dans ces conditions, que des déplacements très petits, mais la méthode est encore assez sensible pour déceler le décollement dû à un mauvais raccordement. La *figure XV* représente une tuyère étranglée à l'extrémité, pour limiter la détente; il apparaît ainsi que le décollement intéresse surtout le voisinage de l'axe, et s'atténue beaucoup de part et d'autre.

Il est regrettable que les applications d'une méthode aussi simple semblent limitées à l'étude des discontinuités; car on ne peut accroître la séparation des deux faisceaux qu'en réduisant la luminosité, ce qui n'est généralement pas acceptable. L'appareil serait cependant tout à fait indiqué pour l'étude de la vapeur d'eau aux hautes températures; il est alors avantageux de pouvoir

(1) J. ACKERET. — *Handbuch der Physik*, p. 340, fig. 67 et 68.

disposer l'appareil de détente en dehors de l'interféromètre, et de n'avoir pas à prévoir de compensateur; il faudrait bien entendu donner à la tuyère une épaisseur de plusieurs centimètres et disposer d'une puissance élevée pour assurer le débit pendant quelques secondes.

Il n'est d'ailleurs pas impossible de tirer parti de déplacements inférieurs à une frange; on enregistre sur le même cliché les extrémités des franges avant l'expérience, puis on masque cette région pendant le passage du courant gazeux; les deux segments se pointent très bien à la machine à diviser, et des essais effectués sur l'air permettent de considérer comme possible la précision du centième de frange.

Ces considérations nous ont conduits à l'étude d'un autre type d'interféromètre différentiel, dans lequel rien ne vient limiter la séparation des faisceaux. Nous allons en exposer le principe à propos d'une étude de la répartition des densités autour d'un profil d'aile d'avion.

CHAPITRE V

ÉTUDE de l'AILE d'AVION

Le problème de l'écoulement de l'air autour d'un profil d'aile ne paraît pas avoir été encore étudié au moyen des méthodes interférentielles. Les données que nous possédons sur la question dérivent pour la plupart, de mesures manométriques; l'introduction d'une sonde modifie toujours le régime de l'écoulement, et on discute encore sur l'interprétation des indications d'un tube de Pitot, placé au voisinage immédiat du profil. Un procédé purement optique, n'apportant par lui-même aucune perturbation au phénomène à étudier, peut donc sembler, *a priori*, intéressant. Il n'y a ici aucune objection à élever contre une méthode applicable seulement au problème plan, la théorie de la résistance induite de PRANDTL permettant d'étendre les résultats aux extrémités de l'aile.

Nous disposerons donc un modèle cylindrique suivant toute la largeur d'un tunnel aérodynamique, de section carrée ou rectangulaire, dont les deux parois verticales seront constituées par des lames de verre à faces parallèles; nous opérerons, comme au chapitre IV, pour la mesure des densités autour d'un obstacle, le profil d'aile jouant exactement le même rôle; le phénomène est ainsi limité à deux dimensions, sans que les conditions ordinaires de l'essai aient été sensiblement modifiées.

L'emploi d'un modèle nécessairement très réduit oblige à dépasser largement les vitesses réalisées dans la pratique, de façon à conserver une valeur assez grande pour le produit $V.d$; mais en adoptant pour V la valeur de 150 mètres par seconde, suffisante pour l'étude d'un profil de 10 cm. de longueur, l'élévation maxima de température, correspondant à une annulation de la force vive, ne dépasse pas 11 degrés au point d'arrêt. La méthode peut donc être considérée comme déterminant très directement les variations de pression.

La sensibilité ainsi permise peut être assez grande, avec un tunnel de dimensions très inférieures aux modèles courants. La pression au point d'arrêt atteint déjà 140 gr./cm² pour la vitesse indiquée; dans un réfractomètre où les rayons ne traversent qu'une fois le milieu à étudier, ceci correspond à un déplacement de neuf franges par décimètre de parcours dans l'air, pour la longueur d'onde de 4.500 Å. Si l'on se contente de la précision du centième, le décimètre sera l'ordre de grandeur à adopter pour les dimensions du profil.

A cette vitesse, les perturbations apportées par les parois sont tout à fait négligeables devant un tel chemin optique, et l'interprétation des résultats pourra se faire en admettant, une fois pour toutes, que l'on a bien affaire à un phénomène à deux dimensions seulement.

La réalisation d'une vitesse de 150 mètres par seconde dans un tunnel d'un décimètre carré de section est un problème assez facile à résoudre; si les essais aérodynamiques ne se font ordinairement qu'à des vitesses bien moindres, la puissance nécessaire est ici considérablement réduite, ce qui laisse un choix plus étendu parmi les moyens à mettre en jeu. Il y a d'ailleurs intérêt, de ce point de vue, à augmenter la vitesse en laissant constant le produit Vd . Ici, la dépense à envisager n'étant que de 50 à 100 ch (le calcul indique 27 ch théoriques par décimètre carré), la meilleure solution paraît être l'emploi d'une soufflerie à aspiration, type Eiffel, de préférence aux souffleries par circulation continue du type de Göttingen.

La principale difficulté réside donc dans la réalisation d'un interféromètre de dimensions suffisantes pour s'adapter à l'échelle du phénomène. Il ne paraît guère possible de répéter ici les expériences décrites plus haut, en multipliant toutes les dimensions par dix; il faut également construire un tunnel optique, à travers lequel les franges puissent être observées sans trop de déformations.

L'appareil de MICHELSON soulève, comme nous l'avons vu, une grave objection contre son usage à l'état de réfractomètre: lorsque l'on opère en faisceau parallèle, l'élimination de la lumière réfléchie sur les glaces du tunnel est pratiquement impossible, et les clichés obtenus ainsi ne sauraient être que fort médiocres; si l'on n'attachait pas trop d'importance à cette considération, il conviendrait alors de simplifier le montage représenté par la *figure 4*; on disposerait les deux lames compensatrices sur la coulisse, la dernière face argentée et tenant lieu de miroir; de même pour le tunnel, dans l'autre branche, mais l'appareil reste onéreux, lorsqu'il s'agit d'étudier un champ d'un décimètre carré, et il ne saurait guère être question d'augmenter encore ces dimensions.

Le modèle de ZEHNDER-MACH ne présente pas d'inconvénient aussi grave, mais sa réalisation est encore plus difficile dans les conditions du problème, et nous avons cru pouvoir chercher une solution moins coûteuse; cet interféromètre doit, en effet, comporter des organes de réglage assez délicats pour être d'un maniement commode, et ici les pièces d'optique nécessaires mesurent 15 cm. de diamètre au moins, en plus des quatre lames de 10 cm. sur 15 devant constituer le tunnel; le seul problème de la semi-argenture des séparateurs ne se présente pas comme des plus aisés, la projection cathodique n'étant peut être pas recommandable pour des pièces de cette taille. De toute façon, on aurait dû s'en tenir à l'étude d'un profil de 10 cm. de longueur maxima, tandis que la méthode que nous avons été amenés à essayer ne nécessite que deux pièces d'optique au lieu de huit, et peut s'appliquer sur une échelle bien plus étendue.

L'interféromètre différentiel décrit au chapitre précédent n'en exige déjà plus que quatre, car les lames du tunnel ne sont pas compensées, et peuvent

être constituées simplement par de la glace de Saint-Gobain convenablement choisie; malheureusement, l'obligation de décaler largement les deux faisceaux pour obtenir un déplacement de franges intéressant, en diminuerait la luminosité dans des proportions inacceptables. Il existe une solution beaucoup plus simple, consistant à modifier légèrement le montage classique des miroirs de JAMIN, pour en faire un réfractomètre différentiel.

Considérons, en effet (*fig. 25*), un tel système, éclairé sous une incidence quelconque par une source de grand diamètre apparent, placée à quelques mètres de distance; lorsque les franges en lumière blanche apparaissent dans le champ, un rayon incident SA donne à la sortie quatre rayons d'intensités très inégales, dont deux seulement contribuent à la formation des franges: 1° le rayon A, B, C, réfléchi deux fois sur les faces antérieures,

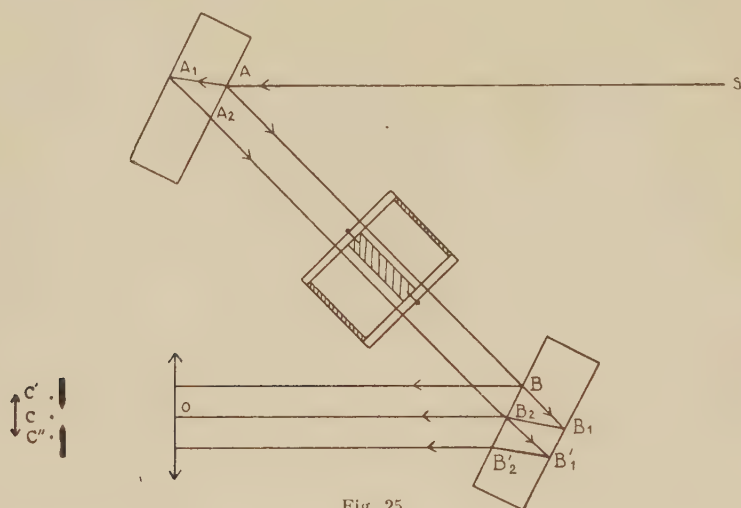


Fig. 25

très peu intense par conséquent (de l'ordre de $0,002 I_0$ pour une incidence voisine de la normale; 2° le rayon A, A₁, A₂, B₂, B'₁, B'₂, C'' réfléchi sur les faces postérieures argentées, extrêmement intense ($0,6 I_0$ environ); 3° les rayons A, B, B₁, B₂, C' et A, A₁, A₂, B₂, C', qui viennent interférer après s'être séparés dans l'intervalle des deux lames ($0,03 I_0$ environ), ce décalage étant égal à $2e \operatorname{tg} r \cos i$, avec les notations usuelles.

Pour un observateur en C, regardant à l'infini dans la direction de la source, le deuxième rayon noie complètement les franges; elles ne sont visibles que dans une étroite bande verticale, sur la gauche, pour laquelle ce rayon n'émerge pas; sa largeur est encore égale à $2e \operatorname{tg} r \cos i$, et les contrastes y sont très peu atténués par le premier faisceau. Le montage classique utilise des lames épaisses (de 2 à 3 cm.), éclairées sous une incidence de 45 à 50°, de manière à séparer largement les trajets des faisceaux interférents; un diaphragme, de largeur égale au dédoublement, permet, avec un éclairage en lumière parallèle, d'observer les franges sans diminution de contraste.

Mais il est tout aussi facile de disposer de la totalité du champ en y

faisant apparaître des franges absolument pures. Eclairant l'appareil avec une source sensiblement ponctuelle, disposée à quelque distance, on place à la sortie un objectif (o) qui forme trois images de la source, correspondant chacune à l'un des trois faisceaux émergents; un diaphragme ne laisse passer que l'image centrale, et un second objectif, immédiatement en arrière, projette des franges parfaitement contrastées sur un écran à distance quelconque.

Au lieu de déterminer la différence de marche entre deux rayons, dont l'un a traversé le milieu à étudier, et l'autre un compensateur approprié, nous réalisons ici un appareil différentiel, donnant seulement une comparaison entre des chemins optiques parcourus dans un même milieu, mais dont le champ n'est limité que par les dimensions des lames. Il s'agit d'obtenir ainsi le maximum de sensibilité.

Nous disposerons le tunnel comme l'indique la *figure 25*, le mouvement de l'air s'effectuant normalement au plan de la figure; les deux rayons cheminant parallèlement aux génératrices du modèle, nous déterminerons ainsi les différences de densité entre les points distants de x ; avec ce montage, la direction du dédoublement, étant perpendiculaire à la grande dimension du profil, correspond au gradient maximum de pression sur les deux bords.

Il n'est pas nécessaire ici de former des franges non localisées avec une source de faible diamètre apparent, mais simplement de n'avoir pas à changer de mise au point pour passer des franges au repos à celles correspondant à l'écoulement, ces dernières étant localisées au voisinage du tunnel. Les franges de superposition fournies par un premier réglage sont parallèles à l'intersection des miroirs, et leur intervalle dépend de l'angle des faces. En cherchant à obtenir la teinte plate, on observe souvent, au moment où le parallélisme exact est assuré, quelques franges présentant toujours la même disposition, et dues seulement aux défauts du système; on peut alors mettre au point sur le tunnel et enregistrer en même temps des franges parfaitement nettes, sinon bien rectilignes, tout en donnant à la source de plus grandes dimensions; on emploiera par exemple une fente, perpendiculaire au plan de la figure et dont la largeur soit un peu inférieure au dédoublement.

L'appareil peut donc être prévu très lumineux; seule, la nécessité de conserver entre les miroirs un faisceau sensiblement cylindrique, oblige à écarter largement la source S; mais la luminosité croît en raison directe du dédoublement, contrairement à ce qui se passe avec le striographe interférentiel utilisé précédemment.

Il n'est cependant pas avantageux de chercher à obtenir le réglage en teinte plate avant l'expérience; les mesures seraient certainement plus faciles si l'on disposait d'une optique parfaite, conduisant à une teinte bien uniforme; comme il est généralement loin d'en être ainsi, nous devons adopter une méthode rapide pour éliminer les défauts du système. Un coin initial permet une réduction frange par frange, grâce à laquelle toutes les irrégularités du système optique sont éliminées; ceci conduit à utiliser comme miroirs des pièces très légèrement prismatiques, plus facile par ailleurs à polir, formant un système de franges rectilignes, localisées au voisinage du tunnel. Une différence

d'épaisseur d'un micron, sur chaque lame, correspond déjà à douze franges sous l'incidence de 45 degrés (pour une longueur d'onde de 4.500 Å°).

Leur orientation ne dépend plus alors que de la disposition relative des arêtes des miroirs; en outre, on les distingue très bien des franges d'inclinaison en ce qu'elles se peignent sur les lames, et en font apparaître les irrégularités de polissage.

Un tel dispositif verra son intérêt sensiblement accru, si la construction du tunnel ne nécessite pas l'emploi de lames à faces parallèles optiquement taillées. Une plaque de verre à vitre, introduite entre les miroirs, fait généralement disparaître les franges en lumière blanche, lorsque son épaisseur atteint 4 à 5 mm. Mais une lame d'un millimètre seulement couvre tout le champ d'un riche réseau, de plus en plus serré quand on fait croître le décalage.

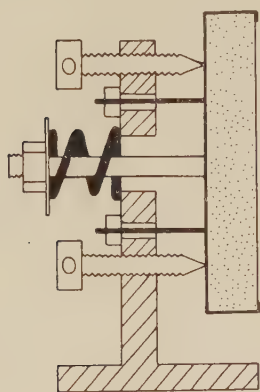


Fig. 26

L'essai, dans ces conditions, d'échantillons de glace ordinaire de 2 à 3 mm. d'épaisseur (provenant de plaques astrographiques), est tout à fait satisfaisant. La lame fait virer très légèrement une teinte plate sans faire apparaître de franges, et ne change pas l'aspect d'un coin; si le parallélisme des faces n'est pas parfait, leur planéité, paraît bien suffisante, ce qui constitue la seule condition à remplir pour cet usage; par contre, les bords ayant subi un rodage, présentent des défauts accessibles à ce mode d'examen.

Nous établirons donc le tunnel avec des glaces de Saint-Gobain de faible épaisseur, convenablement choisies; tout au plus y aurait-il avantage à leur faire subir un second polissage, sans chercher une grande perfection dans ce travail.

Il n'est nullement utile ici d'adapter aux miroirs les dispositifs usuels pour obtenir de très petits déplacements, les franges se réglant avec la plus grande facilité; les barillets seront simplement appliqués par un fort ressort sur trois vis, taraudées avec soin dans une monture rigide; on règle ainsi la position de la frange centrale, puis le parallélisme exact des faces en agissant successivement sur une vis de chacun des miroirs (leur disposition assurant ainsi deux mouvements dans des directions perpendiculaires). Le sens du coin initial ne peut s'inverser qu'en faisant subir aux deux lames une rotation de 180 degrés dans leur plan.

Les trépidations de la soufflerie pouvant être à craindre, on bloquera les barillets dans leur position définitive au moyen de trois tiges portées par ceux-ci, traversant les supports, et serrées de l'autre côté par des écrous (*fig. 26*) ⁽¹⁾.

(1) Ce dispositif nous a été indiqué par M. DANJON, qui l'utilise pour produire de très petits déplacements par écrasement des pointes des vis.

Les montures seront simplement vissées sur un grand plateau de fonte, percé d'une ouverture au centre pour le passage du tunnel; il est tout à fait avantageux de disposer verticalement l'axe de celui-ci, de manière à obtenir toutes les valeurs possibles pour l'angle d'incidence sur les miroirs en déplaçant les pièces sur un plan horizontal (plan de la *figure 25*).

Ne disposant pas d'une soufflerie à grande vitesse de débit suffisant, nous avons exécuté une expérience sur un modèle réduit, afin de fixer le mode opératoire à suivre; ces premières recherches montrent la possibilité d'obtenir des mesures très précises en augmentant convenablement la largeur du profil et l'importance du dédoublement.

Nous avons prévu l'alimentation du tunnel au moyen de la conduite d'air comprimé de 10 cm. de diamètre, récemment installée au laboratoire de mécanique des fluides de la Faculté des Sciences de Paris. L'appareil, représenté par la *figure 27*, permet d'obtenir un écoulement bien uniforme avec la vitesse désirée; l'air se détend à travers une plaque percée de trous circulaires, à partir d'une pression de 6 à 7 kg./cm², et pénètre sous forme de jets dans la

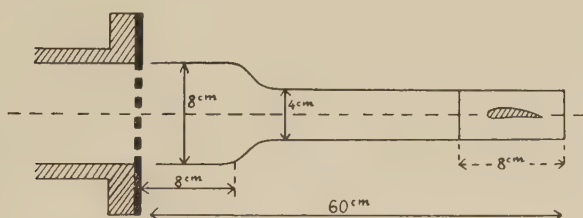


Fig. 27

partie antérieure du tunnel; un raccordement convergent, réduisant sa section de moitié, régularise l'écoulement et assure une vitesse sensiblement uniforme dans le tunnel carré qui lui fait suite.

Deux glaces de 4 cm. sur 8, épaisses de 2,5 mm., sont ajustées à l'autre extrémité; elles portent un profil symétrique en bois ⁽¹⁾, de 5 cm. de long sur 9 mm. d'épaisseur; le sertissage est assuré au moyen de trois tiges d'acier, traversant des trous de 2 mm. de diamètre percés dans le verre. La force, exercée par le courant d'air sur le modèle, ne dépasse pas 400 grammes, et ne saurait entraîner que des déformations tout à fait négligeables, sans aucune action sur les propriétés optiques des lames.

La pression de l'air dans la conduite est de 6 kg./cm² environ; l'aire des trous percés dans la plaque a été calculée en vue d'assurer dans ces conditions une vitesse de 200 mètres par seconde dans le tunnel (soit un débit de 320 litres par seconde, la partie carrée mesurant 4 cm. de côté); les valeurs inférieures de la vitesse s'obtiennent en étranglant la conduite au moyen d'une vanne, disposée à 1 m. 50 en amont de la bride; sa manœuvre est assez rapide pour

(1) Ce profil est représenté exactement sur la figure (29); il a servi à divers essais relatifs aux gouvernails, mais la méthode serait surtout intéressante pour l'étude des hélices.

établir et interrompre le régime en moins de 5 secondes. Les déterminations de vitesse se font avec un tube de Pitot, en communication avec un manomètre à mercure.

La disposition de la conduite nécessitant de placer horizontalement l'axe du tunnel, les lames de l'interféromètre, de forme rectangulaire, mesurant $60 \times 42 \times 12$ mm., sont montées comme l'indique la *figure 25*, supposée, ici dessinée dans un plan vertical. Elles assurent un dédoublement fixe de 3 mm., perpendiculairement à la direction du courant; le tunnel a été incliné, de façon à laisser horizontaux les rayons incidents et émergents. Les montures, munies du dispositif de réglage à trois vis, sont fixées sur un chevron, et la table supportant l'ensemble, est isolée du sol par des éponges de caoutchouc.

Les lames ne sont pas argentées, ce qui facilite le réglage des franges, visibles sur toute leur superficie avec une source de grandes dimensions (la lumière parasite ne dépassant pas 50 pour cent). L'éclairage est fourni par une lampe Philipps à ruban de tungstène, placée à 1 m. 50 environ de l'appareil; on utilise ainsi une source de très grand éclat, mesurant 2 mm. sur 5, de diamètre apparent trop grand pour fournir des franges non localisées.

On s'assure que le faisceau traversant le tunnel est bien centré parallèlement aux génératrices du modèle, en constatant l'absence de tout profilage; les vis calantes supportant l'interféromètre permettent de terminer le réglage, nécessaire à l'observation des franges jusqu'au contact même du profil. Un objectif achromatique (o), de 50 cm. de distance focale, reçoit la lumière à la sortie de l'interféromètre, et donne du ruban incandescent trois images complètement séparées; son foyer se trouve à peu près sur l'axe du tunnel; un diaphragme recouvrant l'objectif photographique ne laisse passer que l'image centrale, deux fois plus brillante que les autres.

Le réglage des franges s'effectue commodément de la manière suivante : disposant un verre dépoli devant la lampe, on place l'œil immédiatement en arrière de l'objectif (o), et agit sur la vis qui fait défiler les franges, jusqu'à les voir apparaître dans le champ (l'un des miroirs tournant alors autour d'un axe perpendiculaire au plan de la *figure 25*. On arrête la frange noire en face du ruban, encore visible à travers le verre dépoli. Puis, on retire celui-ci, et recule jusqu'à recevoir sur la pupille l'image centrale du ruban, et à voir ainsi tout le champ éclairé : les franges ont presque complètement disparu, puisque l'on accomode alors sur l'image du tunnel dans l'objectif (o). On agit enfin sur l'autre vis de réglage, jusqu'à voir les teintes se peindre dans toute leur pureté sur le tunnel : ce sont bien les franges dues aux lames elles-mêmes, que nous devons utiliser. Nous avons pu disposer nos miroirs de façon à faire apparaître ainsi cinq franges, à peu près rectilignes dans tout le champ.

La lumière du ruban de tungstène est utilisée directement sans écran, pour impressionner des plaques photographiques ordinaires; on enregistre ainsi un nombre suffisant de franges bien contrastées, de l'ongueur d'onde efficace égale à $0 \mu 466$. Les deux objectifs constituent à peu près un système afocal, réduisant de quatre fois les dimensions de l'image définitive, et exigeant un temps de pose de 6 à 10 secondes avec des plaques de sensibilité moyenne.

L'observation visuelle s'effectue en remplaçant l'objectif photographique par un viseur déjà réglé pour l'infini.

On voit ainsi dans le champ deux images du profil, décalées verticalement de 3 mm., l'établissement du régime fera apparaître les différences de densité entre les couples de points ainsi superposés sur l'image (fig. 28).

En ouvrant progressivement la vanne, les franges restent d'abord parfaitement stables, sans perdre de leurs contrastes; mais, on constate bientôt un déplacement sur l'avant du profil, faisant défiler rapidement les teintes; la région perturbée semble s'étendre tout autour, tandis qu'un mouvement en sens inverse commence sur le bord supérieur; il ne se passe presque rien sur la face inférieure, à partir d'une très petite distance de l'avant. La différence de pression entre les deux bords se manifeste encore à l'arrière, par une ligne de de cassures se prolongeant assez loin de l'extrémité du profil.

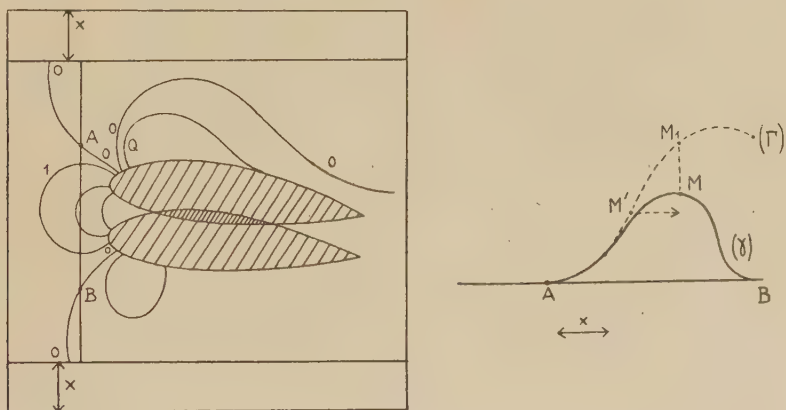


Fig. 28

Le phénomène est rigoureusement permanent, les franges restent fixes pendant toute la durée de l'expérience, et se retrouvent ensuite dans la position exacte qu'elles occupaient auparavant. Malgré les variations de température, correspondant à une chute de vitesse en avant, et à une accélération sur le bord supérieur, les glaces du tunnel conservent un chemin optique invariable; nous retrouvons encore ici la même impossibilité de mettre en évidence une variation de température des corps en contact avec le gaz, grâce à quoi les déplacements de franges observés se rapportent uniquement au milieu à étudier.

Le temps de pose peut donc être aussi grand qu'on le désire, et il n'est pas nécessaire de se limiter aux sources lumineuses à très grand éclat. Nous avons pu atteindre la vitesse de 135 mètres par seconde, mais la construction du tunnel n'avait pas été prévue assez rigide pour éliminer les vibrations qui commencent à se produire lorsque cette valeur est dépassée, et font alors disparaître les franges; nous devons donc établir le tunnel avec des pièces de fonderie beaucoup plus solides, l'étude des profils d'hélice imposant la réalisation de vitesses très élevées.

Le sens des déplacements depend encore du coin initial ; suivant sa position, les franges se serreront ou s'écarteront pour une différence de pression positive d'une image à l'autre. Il y aura souvent avantage à compléter les résultats obtenus, en changeant ainsi le sens du coin, de manière à disposer d'un grand nombre de franges dans les régions intéressantes. Ici encore nous pourrions avoir à craindre des rebroussements, conduisant à de fausses apparences de franges, d'interprétation difficile.

Une série de clichés, obtenus avec des vitesses de 80 à 135 mètres par seconde, présentent des franges parfaitement nettes et faciles à pointer, la simplification de l'optique se traduisant par des contrastes plus accentués. Les pièces dont nous disposons sont assez médiocres, mais ceci ne nuit en rien à la précision des mesures, les réductions s'effectuant frange par frange. Sur ces clichés, une frange correspond à une différence de 0,0418 sur la densité (en prenant pour unité celle de l'air atmosphérique dans les conditions de l'expérience).

L'importance des déplacements en certains points montre que l'évolution de la pression, à partir des zones non perturbées, s'y fait sentir dans un intervalle inférieur au dédoublement adopté. La *figure XVI* montre l'aspect des images au repos, et pendant l'écoulement (pour une vitesse de 105 mètres par seconde). La dernière frange, à gauche, est cassée au contact immédiat de la face supérieure, accusant une sorte de décollement sur le bord de fuite. L'identification des franges apparues sur l'avant ne présente aucune difficulté : il est évident, à la vue des anneaux alternativement noirs et blancs avec le contraste maximum, qu'elles se suivent sans aucun doublement (l'observation visuelle, en lumière blanche, ayant d'ailleurs permis de confirmer ce point).

La réduction des clichés est un peu plus longue que celle exposée page 46 à propos de l'interféromètre de MICHELSON ; les procédés graphiques s'y appliquent encore avec avantage. On commence de même par exécuter une épure, où sont reportées exactement les positions des franges au repos, et pendant l'écoulement. Ce qui peut se faire avec une précision du vingtième, au moins, des intervalles ; on numérote les deux systèmes, en remarquant ici que les franges de même rang viennent se confondre à partir d'une certaine distance du profil ; on trace les lignes d'égal déplacement, de demi-frange en demi-frange, et au besoin les courbes intercalaires dans les régions faiblement perturbées. Nous devons, sur ces données, reconstituer la surface des densités caractérisant toute l'aire photographiée du tunnel.

La méthode ne fournit directement que des différences de densité, perpendiculairement à la direction de l'écoulement ; on pourrait, bien entendu, effectuer le dédoublement dans ce dernier sens, mais les déplacements observés seraient, en général, dix fois plus petits. Il est donc essentiel de retrouver une zone non perturbée par le voisinage de l'aile, afin de rapporter les différences mesurées à un milieu de densité uniforme ; les petites dimensions du tunnel relativement à l'épaisseur du profil peuvent ici nous laisser des craintes ; mais nous constaterons que les franges, largement séparées au contact du bord supérieur (images du haut, *figure XVI*), convergent rapidement pour se rejoindre à

une distance sensiblement égale à l'épaisseur du modèle; il n'y a plus alors de gradient de densité, normalement à la direction de l'écoulement, et nous sommes autorisés à considérer les couches supérieures comme échappant à la perturbation apportée par l'aile; les courbes d'égale vitesse, déterminées à une certaine distance du bord supérieur des modèles, montrent d'ailleurs que le gradient y devient à peu près nul dans la direction du mouvement.

Nous rapporterons d'abord toutes les données à l'image du haut; le déplacement, en un point considéré comme appartenant à cette image, mesure la différence de densité entre ce point et celui situé à 3 mm. au-dessus. Traçant alors une série d'ordonnées parallèles à la direction du dédoublement (*fig. 28*), nous reporterons pour chacune d'elles la courbe (γ) des déplacements de franges au moyen des données de l'épure; nous intégrerons ensuite à partir du haut; jusqu'à la distance x , à partir du point A, intersection avec la courbe de niveau zéro, la courbe des densités (exprimées en franges), se confond évidemment

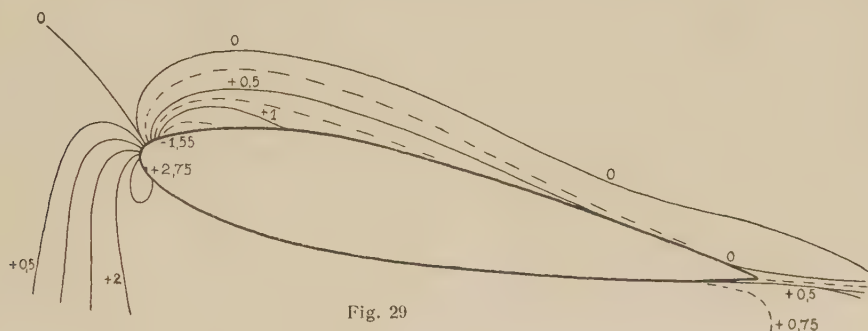


Fig. 29

avec celle des déplacements; on continue le tracé de proche en proche à partir de cet arc. Il suffit d'ajouter à chaque point M de (γ) l'ordonnée du point de l'arc déjà construit (Γ), situé à la distance x comptée vers le haut, pour construire le point correspondant (*fig. 28*).

L'ensemble des courbes ainsi déterminées permet d'établir l'épure définitive (*fig. 29*), représentant la densité en chaque point. On n'a pas indiqué ici les courbes relatives à la partie inférieure du tunnel, la méthode de réduction n'ayant pu s'appliquer à cette région; la zone de compression s'étendait depuis le profil jusqu'à la paroi, et l'absence d'un milieu non perturbé par le voisinage de l'aile rendait impossible l'intégration de la densité.

L'aspect de la figure est tout à fait conforme, pour le reste, aux résultats publiés jusqu'ici sur la répartition des vitesses et des pressions autour d'une aile en milieu indéfini. Il ne s'agit d'ailleurs ici que d'un schéma, étant données les conditions de l'essai. On remarque seulement sur le bord supérieur, dans la région jusqu'ici inaccessible aux méthodes ordinaires, un gradient de densité considérable au contact de la paroi; la pression reprend ainsi sa valeur moyenne à une très faible distance, au-dessus de la partie arrière, et c'est bien en cette région qu'il convient de placer les appareils de mesure pour commettre l'erreur minima sur la vitesse de l'avion.

La densité au point d'arrêt s'accorde bien avec la valeur de la vitesse, mesurée au moyen du tube de Pitot; la zone des dépressions, sur le bord supérieur, commence à une faible distance de l'avant; en général, les régions perturbées n'atteignent pas l'épaisseur de l'aile, ce qui justifie le mode de réduction adopté, en intégrant les densités à partir du haut.

Tout ceci nous montre d'abord la nécessité de placer l'aile dans un tunnel de grande hauteur; non seulement les mesures doivent être faites dans des conditions voisines de la réalité, où le milieu est indéfini, mais les déterminations mêmes de densité n'auront de sens que rapportées, en dessous et en dessus, à des couches d'air de vitesse et de pression uniformes. Nous avons vu comment la condition paraît très facile à réaliser, en ce qui concerne la partie supérieure, la dépression ne s'étendant qu'à très peu de distance du profil; mais, il n'en est pas de même pour l'autre bord en surpression, car nous nous sommes trouvés ici dans l'impossibilité de mesurer la densité, faute d'avoir pu placer l'aile assez loin de la paroi inférieure du tunnel.

Nous envisagerons donc, pour un tunnel carré de 10 cm. de côté, une série de modèles de 10 cm. de longueur, mais dont l'épaisseur ne dépassera pas 5 à 6 mm.; l'étude d'une aile épaisse conduira vraisemblablement à une hauteur plus grande du tunnel. Les glaces déborderont de chaque côté, et les parois supérieures et inférieures seront peu épaisses, de façon à pouvoir mesurer au besoin la faible différence de densité entre l'air ambiant et les couches extrêmes, dans l'intérieur du tunnel.

Il s'agit, d'autre part, de remédier au défaut de précision que l'examen du mode de réduction nous a permis de constater: la densité contre un point du profil n'est pas, en général, le résultat direct d'une mesure, mais se présente comme une somme de valeurs déterminées séparément; on devra donc donner au décalage la plus grande valeur possible, de façon à ne conserver qu'un terme ou deux dans cette somme. La *figure 29* montrant la faible étendue des zones de compression et de dépression, il nous suffira de disposer d'un dédoublement égal au triple de l'épaisseur des modèles pour remplir cette condition (*fig. 30*).

On pourra déterminer la densité en un point M, sur le bord inférieur, par différence avec un point situé bien au-dessus du bord supérieur, dans une région où la dépression est déjà très atténuée. Nous disposerons donc d'un bon moyen de vérification, les densités sur chaque face étant déterminées de deux façons indépendantes, en utilisant une image ou l'autre, comme l'indique la *figure 30*. Les miroirs nécessaires à une telle étude devront avoir 15 cm. de diamètre sur 2 cm. d'épaisseur, au moins (Le dédoublement maximum, pour une incidence de 50°, étant des trois quarts environ de l'épaisseur des lames).

La précision sera, dans ces conditions, comparable à celle permise par un interféromètre de MACH, mais on peut être amené à donner au modèle de plus grandes dimensions; la construction d'un tunnel garni de glaces de Saint-Gobain, repolies au besoin, ne présente aucune difficulté; on se bornera simplement à l'étudier par régions, avec un interféromètre de taille quelconque. La nécessité de faire la somme d'un plus grand nombre de termes pour calculer

la densité sera compensée par l'importance des déplacements de franges, si l'on a soin d'augmenter la largeur en même temps que les autres dimensions.

Une autre solution consiste à ajourer le modèle, comme l'indique la figure 30; la liaison du profil avec les glaces doit être assez étanche pour empêcher l'air de pénétrer dans la cavité.; on détermine ainsi directement les densités sur les parois et dans leur voisinage; la construction de l'interféromètre doit alors permettre de dédoubler successivement dans les deux directions, de façon à effectuer les mesures sur le bord d'attaque. Cette disposition s'imposerait sans doute pour des modèles de 2 à 3 cm., ou plus, d'épaisseur, mais compliquerait un peu la monture de l'interféromètre.

Le problème de l'éclairage ne présente aucune difficulté, puisque le temps de pose n'est pas limité; les miroirs seront argentés sur leur face postérieure, mais il ne semble pas intéressant d'augmenter la luminosité en recouvrant l'autre côté d'une semi-argenture; on évite ainsi un léger inconvénient présenté par les dépôts métalliques sur la face antérieure, nécessités par les autres types d'interféromètre, en conservant un pouvoir réflecteur invariable et des franges toujours pures.



Fig. 30

La source lumineuse peut être constituée par une lampe à ruban de tungstène, à condition d'augmenter le nombre des franges observables en interposant un écran jaune (Wratten n° 3, 4 ou 7 suivant les cas). Mais, on utilisera avec avantage une source de radiations monochromatiques, comme l'étincelle entre électrodes de magnésium. Pour ce cas, on aura parfois intérêt à conserver deux radiations, dont l'une sera simplement affaiblie, de manière à faciliter l'identification des franges. Il suffit d'interposer un écran très léger à l'esculine, pour arriver à ce résultat en absorbant la radiation la plus courte (3.834,3), car ici le système comporte une trop grande épaisseur de verre ⁽¹⁾ pour utiliser sans écran, comme nous l'avons fait au chapitre II, la lumière de l'étincelle du magnésium. Seules, les plaques photographiques ordinaires présentent un intérêt ici.

Comme il convient d'éclairer en lumière très sensiblement parallèle, nous disposerons la source à une grande distance de l'interféromètre (10 mètres, par exemple, pour un modèle de 10 cm.). Elle sera centrée en face du bord d'attaque, le rayon tombant sur le tunnel en *o* (fig. 30), étant exactement normal

(1) Nous voulons parler ici de la glace de Saint-Gobain constituant les parois du tunnel, car la transparence du crown borosilicate est encore suffisante dans cette région du spectre. D'ailleurs, l'écran Wratten n° 39 (signalé page 17) permet encore de se servir de la radiation la plus courte, en donnant alors des franges très fortement estompées à intervalles périodiques.

aux glaces; un trou, pratiqué dans le modèle parallèlement aux génératrices, facilitera le réglage. Dans ces conditions, le profilage dû au non parallélisme du faisceau est bien inférieur au pouvoir séparateur de la plaque. On formera une image définitive relativement grande, afin d'enregistrer les franges très serrées contre le bord d'attaque.

L'objectif situé après les miroirs doit avoir un diamètre légèrement supérieur : un objectif de lunette astronomique conviendrait pour cet usage. mais une distance focale trop grande serait gênante pour les réglages; on fixera celle du second objectif d'après les dimensions à donner à l'image.

CONCLUSIONS

L'étude de l'écoulement des gaz aux grandes vitesses, par la mesure interférentielle des indices, nous paraît susceptible de toute la précision désirable. La méthode se recommande également par sa souplesse : non seulement le choix de l'épaisseur traversée par les rayons lumineux permet de l'appliquer dans un grand intervalle de variation de la densité, mais certains montages différentiels en augmentent encore le champ d'action.

Nous avons commencé par l'étude du cas le plus simple, celui de la détente de l'air dans une tuyère de LAVAL, sous une différence de pression de quelques kilogrammes par centimètre carré, de façon à dépasser largement la célérité du son après la gorge. Sous la seule condition que le profil présente une variation bien continue du rayon de courbure, la répartition trouvée pour les densités satisfait, avec la précision du deux-centième, à la théorie la plus simple de l'écoulement à une dimension, à l'exclusion de toute autre représentation du phénomène.

Cette loi s'applique, par une conséquence immédiate, à la répartition des vitesses ; si nous rapprochons ce dernier résultat des mesures de PRANDTL au moyen de la méthode des stries, concluant de même pour ce qui est du rapport de la vitesse du gaz à la célérité du son, nous devons nécessairement admettre que la répartition des températures s'effectue suivant la loi adiabatique. Ceci résulte encore de la comparaison avec les mesures de pression de STODOLA et de STEICHEN, bien qu'on ne puisse en attendre la même précision. Les déterminations directes avaient conduit à un résultat tout à fait différent, en contradiction avec tout ce que l'on croyait connaître du phénomène, mais paraissent bien affectées d'une cause d'erreur absolument essentielle.

La détente de l'air, dans ces conditions, est donc quelque chose d'entièrement calculable en fonction de la pression et de la température initiales, pour un profil donné de tuyère. Seul fait exception le décollement que nous avons observé en fin de détente, lorsque la pression est tombée bien au-dessous de celle de l'atmosphère.

Nous avons ensuite cherché à vérifier les formules proposées pour généraliser l'emploi du tube de Pitot à la détermination de vitesses supérieures à la célérité du son. La mesure des densités autour d'un obstacle placé dans le courant gazeux nous a conduits effectivement à une bonne vérification de la formule de PRANDTL, relative à la variation instantanée de vitesse et de densité produite par le choc. Si l'ensemble du phénomène n'est pas calculable, *a priori*.

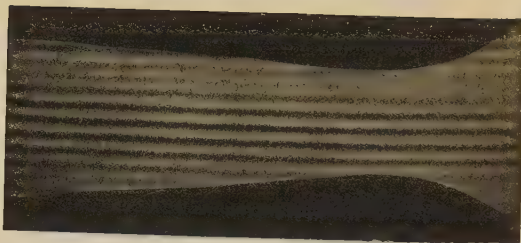
le choc ayant généralement une répercussion sensible en aval, modifiant d'une façon non prévisible les conditions initiales, il reste encore possible de déduire la vitesse d'une série de mesures exécutées au moyen de sondes de différentes sections. Toutefois, les difficultés que l'on s'expose alors à rencontrer nous feraient donner la préférence aux méthodes interférentielles, dans tous les cas où la transformation en un problème à deux dimensions pourrait être envisagée. La mesure des pressions statiques, par contre, peut se faire sans correction.

L'emploi d'un striographe interférentiel nous a été d'un grand secours pour préciser la structure de l'onde de choc devant un obstacle; cet appareil, réalisé en vue d'expériences astronomiques par M. DANJON, nous a paru susceptible d'applications intéressantes dans le domaine de l'aérodynamique, en particulier, lorsqu'il s'agit de mettre en évidence une variation discontinue du milieu.

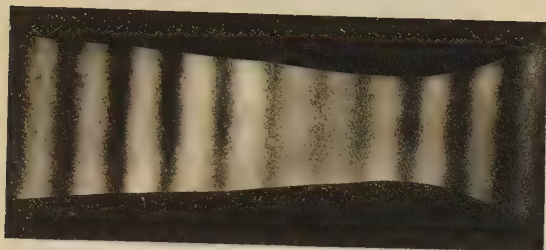
Cherchant enfin à réaliser le montage le plus simple possible, applicable sans difficulté à l'étude de phénomènes d'une plus grande échelle, nous avons été conduits à reprendre le dispositif bien connu des miroirs de JAMIN. En modifiant les conditions de l'éclairage, de façon à transformer l'appareil en interféromètre différentiel et en formant des franges localisées dans le milieu à étudier, nous avons pu établir, et essayer avec succès une méthode précise de mesure de l'écoulement de l'air autour d'une aile d'avion. Les premières expériences ont mis en évidence la facilité de sa réalisation; ne nécessitant, d'autre part, que deux lames à faces parallèles optiquement taillées au lieu des huit exigées par tout autre interféromètre, cette méthode paraît bien s'appliquer à des modèles de dimensions suffisantes pour atteindre des conditions favorables de similitude.



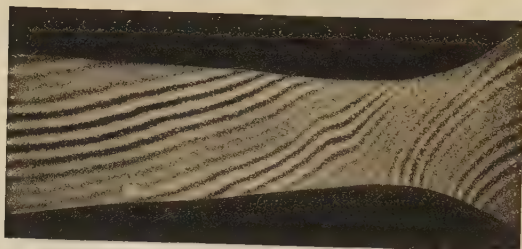
I



II bis



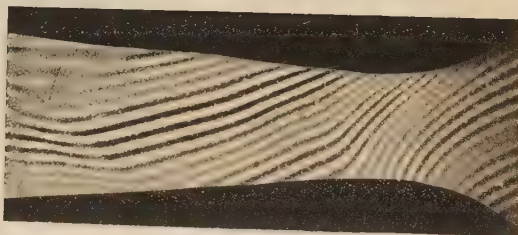
I bis



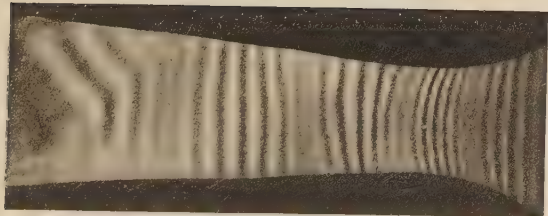
II



III



IV

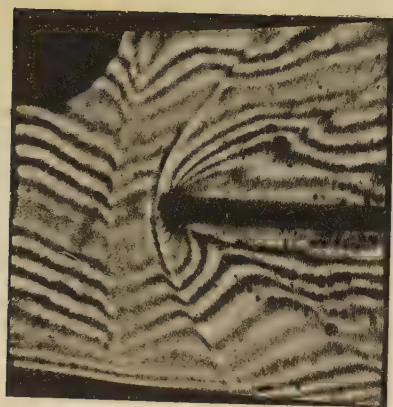


V

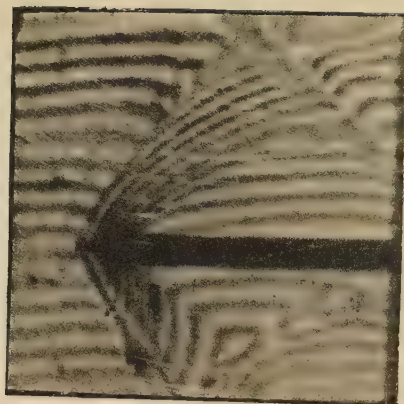


IV

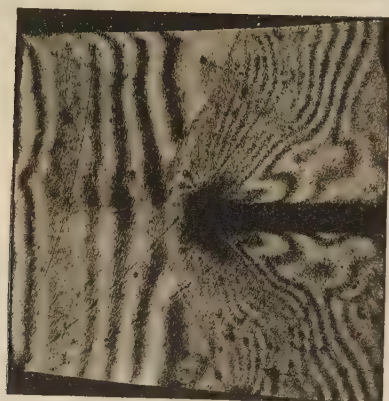
PLANCHE I
Etude interférométrique de l'écoulement dans une tuyère



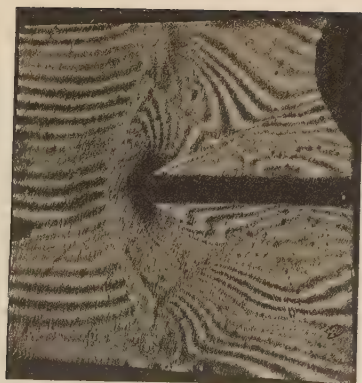
VII



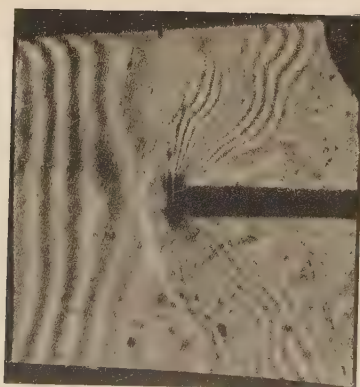
VIII



X bis



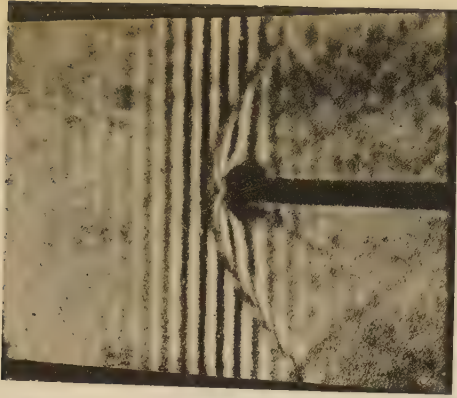
IX



X

PLANCHE II

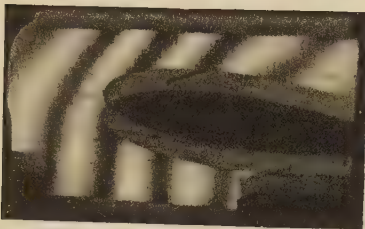
Interférométrie des densités autour d'obstacles divers



XI



XII



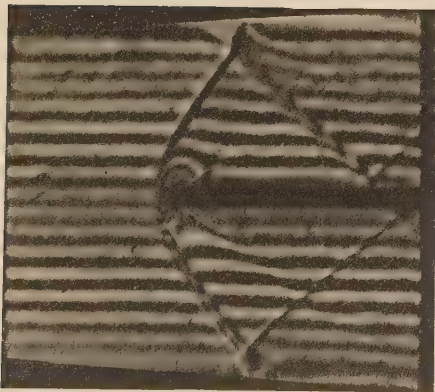
XVI¹



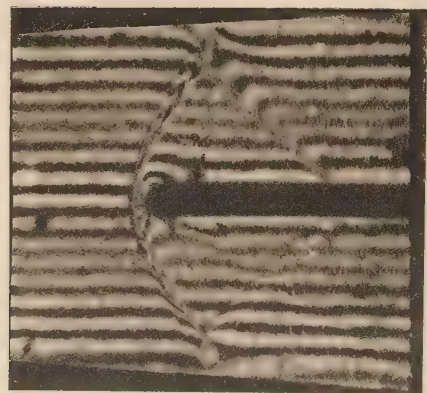
XVI²



XV



XIII



XIV

PLANCHE III

Interférométrie différentielle des densités

SECONDE THÈSE

Propositions données par la Faculté

SPECTROSCOPIE et SPECTROPHOTOMÉTRIE des PLANÈTES et des SATELLITES

Vu et approuvé :

Paris, le 12 Avril 1932.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Ch. MAURAIN.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
S. CHARLÉTY.

